

"EL LASER EN LA TECNICA Y LA INVESTIGACION:
TEORIA Y PRACTICA"

Dr. José A. Martín Pereda
José San Leandro Ros
Javier Sansa Torres

Resumen del Curso de Postgraduados
dado en la E.T.S. de Ingenieros de Telecom
unicación de Madrid.

Edita: Dpto. de Publicaciones E. T. S. I. T.

1ª Edición

IMPRESO EN ESPAÑA

MADRID 1.976

Dpto. de Publicaciones E. T. S. I. T.
Ciudad Universitaria
Madrid-3

I. S. B. N.: 84-7402-011-5

Dep. Legal.: M-16868-1976

INDICE

INTRODUCCION	8
CAPITULO I: ANTECEDENTES E HISTORIA DE LA ELECTRONICA CUANTICA Y EL LASER	
1.1. PEQUEÑA HISTORIA DEL LASER Y LA ELECTRONICA CUANTICA....	13
CAPITULO II: TEORIA ELEMENTAL DE LA OSCILACION LASER	
2.1. INTRODUCCION	20
2.2. LEYES Y CONCEPTOS GENERALES DE LA RADIACION	20
2.3. COHERENCIA DE LA LUZ	27
2.4. EMISION Y ABSORCION DE RADIACION	37
2.5. FORMA Y ANCHURA DE LAS LINEAS ESPECTRALES	51
2.6. ABSORCION Y EMISION ESTIMULADA	56
2.7. CONDICION UMBRAL EN EL LASER	60
2.8. EXCITACION OPTICA DEL LASER DE TRES NIVELES	67
2.9. ONDAS ESTACIONARIAS EN UN LASER	75
2.10. MODOS DE OSCILACION DE UNA CAVIDAD OPTICA CERRADA ..	79
2.11. RELACION ENTRE LA ESTRUCTURA DE MODOS Y LA SALIDA DEL LASER	87
2.12. TEORIA DE LA DIFRACCION DEL INTERFEROMETRO FABRY-PEROT PLANO	94
2.13. LASERES CON ESPEJOS ESFERICOS	102
2.14. CONSIDERACIONES DE DISEÑO PARA LASERES DE GAS	111
CAPITULO III. DIFERENTES ESTRUCTURAS Y TIPOS DE OSCILADORES LASER	
3.1. DIFERENTES TIPOS DE LASERES	116
3.2. LASER DE RUBI	118
3.2.1. Excitación del láser de rubí	122
3.2.2. Configuraciones para la excitación	124
3.2.3. Características de salida del láser de rubí	127
3.3. LASERES SOLIDOS DE CUATRO NIVELES	129
3.4. LASER DE HELIO-NEON	133
3.5. LASERES DE ARGON Y OTROS IONES	137

3.6. LASER DE DIOXIDO DE CARBONO	138
3.7. LASER DE VAPOR DE AGUA	142
3.8. LASERES DE TINTURA ORGANICA (DYE LASERS)	144
3.9. BREVE RESUMEN DE LOS LASERES COMERCIALES MAS USUA- LES	146
3.10. GENERACION DE PULSOS GIGANTES Y AMPLIFICACION	149
3.10.1. El principio del cambio de Q	149
3.10.2. Técnicas de cambio externo de Q	152
3.10.3. Absorbedores saturables	157
3.11. AMPLIFICADORES LASER	160
3.12..PULSOS ULTRACORTOS	164

CAPITULO:IV: PROCESADO DE MATERIALES CON LASER

4.1. CONSIDERACIONES OPTICAS PARA EL PROCESO DE MATERIALES	157
4.1.1. Relaciones Fundamentales	157
4.1.2. Densidad de Potencia: enfoque	179
4.1.3. Diámetro efectivo	181
4.1.4. Superficies de los materiales	181
4.1.5. Otras consideraciones	184
4.2. MATERIALES Y SUS PROPIEDADES	186
4.2.1. Difusividad Térmica	186
4.3. MODELOS DE PROCESADO TERMICO	189
4.3.1. Planteamiento general básico	189
4.3.2. Fase sólida: Perfiles de temperatura	190
4.3.3. Fundido	193
4.3.4. Vaporización	194

• APENDICE A: MEDIOS TRANSMISORES DE LA RADIACION LASER: FIBRAS OPTICAS, por Javier Sansa Torres

A.1. FIBRAS OPTICAS. TIPOS Y MATERIALES	205
A.1.1. FIBRAS OPTICAS	205
A.1.2. TIPOS DE FIBRAS	208
A.1.2.1. Fibras multimodo	208

A.1.2.2. Fibras monomodo	209
A.1.2.3. Fibras de índice gradual	211
A.1.3. MATERIALES	212
A.1.3.1. Líquidos	213
A.1.3.2. Vidrios	215
A.1.3.3. Sílice	217
 A.2. PERDIDAS EN LAS FIBRAS	 219
A.2.1. GENERAL	219
A.2.2. ABSORCION	220
A.2.2.1. Absorción intrínseca	220
A.2.2.2. Absorción por impurezas	220
A.2.2.3. Defectos atómicos	221
A.2.3. DISPERSION	221
A.2.3.1. Dispersión intrínseca	222
A.2.3.2. Dispersión por inhomogeneidades	224
A.2.3.3. Aberración en la unión entre el núcleo y cu- bierta	224
 A.3. PROPAGACION EN FIBRAS	 226
A.3.0. INTRODUCCION	226
A.3.1. ANALISIS ELECTROMAGNETICO	229
A.3.2. ANALISIS PARA FIBRAS MULTIMODO	235
 APENDICE B: APLICACIONES DEL LASER EN HOLOGRAFIA, por José San Leandro Ros	
B.1. CONCEPTO DE FRECUENCIA ESPACIAL	241
B.1.1. UTILIDAD DEL ESPECTRO DE FRECUENCIA ESPACIAL DE RADIA- CION DE UNA APERTURA	246
B.2. TEORIA DE LA PROPAGACION: APROXIMACIONES DE FRESNEL Y FRAUNHOFFER	248
B.2.1. APROXIMACIONES DE FRESNEL Y FRAUNHOFFER	249

B.3. SISTEMAS OPTICOS CON LENTES	256
B.3.1. PROPIEDADES DE LAS LENTES	257
B.4. FILTRADO ESPACIAL	260
B.5. HOLOGRAFIA	265
B.5.1. CLASES DE HOLOGRAMAS	270
B.5.2. APLICACIONES DE LA HOLOGRAFIA	272
B.5.2.1. Interferometria holográfica	272
B.5.2.2. Reconocimiento de caracteres. Filtros adaptados	276
B.5.2.3. Microscopia holografica	278
B.5.2.4. Holografia acústica	279

INTRODUCCION

El concepto del láser vió la luz hace más de una década cuando Schawlow y Townes demostraron que el principio del maser podía extenderse a la región óptica. Desde entonces este campo se ha desarrollado hasta unos límites que, muy difícilmente podría alguien haber pronosticado. El láser resultó ser el punto de cita de disciplinas tan dispares como la óptica (p. ejm. la espectroscopia), el bombeo óptico, la ingeniería de radio, la física del estado sólido, la física de la descarga en gases, y muchas otras.

En líneas generales la teoría del láser es bastante simple. Las principales interrogantes se refieren a las propiedades de la coherencia y de la intensidad, frecuencia y fluctuaciones de la radiación. Para contestarlas se pueden seguir tres métodos de trabajo, que las resuelven en el mismo orden en que han sido planteadas, y que se basan, respectivamente, en ecuaciones de velocidad, en ecuaciones semiclásicas y en ecuaciones totalmente cuantificadas. Nuestro estudio llegará únicamente a la primera parte, pudiendose encontrar detalles sobre los otros métodos en la bibliografía adjunta.

Hasta principios del año 1970 se habían publicado más de 10.000 artículos sobre el láser y temas con él relacionados. Los libros, aunque evidentemente no han alcanzado ese número, son también muy cuantiosos. Los de más amplia difusión aparecen en la bibliografía y se hará referencia a algunos de ellos a lo largo de nuestro estudio.

La visión del láser que presentaremos quedará preferentemente en sus detalles técnicos y en las propiedades de interes en el campo de las comunicaciones o de la investigación del estado sólido.

En el primer capítulo veremos, en primer lugar, una pequena nota histórica del proceso seguido en el desarrollo del láser, o más general de la Electrónica Cuántica, de la que el láser fue promotor y protagonista.

En el segundo capítulo pasaremos a analizar los principios básicos fundamentales en los que se basa la acción láser. Se estudiará el concepto básico de coherencia y algunos otros puntos necesarios posteriormente.

Se pasará, a continuación, al planteamiento general de los hechos que conducen a la inversión de poblaciones, esencial para el fenómeno láser, y cuál es la condición umbral para el inicio de las oscilaciones. Se continuará con un pequeño análisis de las cavidades resonantes que constituyen el oscilador láser viendo - cuales son estables y cuales no.

En el capítulo III se pasará a la descripción, muy elemen-tal, de los principales tipos de láser haciendo especial en el rubí, no por su interés actual (que lo sigue conservando), sino - porque además de ser el primero da la pauta general para los de-más. Comprendido el funcionamiento de éste, se verán los otros tipos en uso acabando con una descripción del método de cambio de Q, esencial para la obtención de pulsos gigantes.

Un notable tipo de láser se echará ensenguida de menos: el láser de semiconductor. Conscientemente, a pesar de su notoria importancia, lo hemos eliminado. Y esta decisión se ha debido al hecho de que el láser de AsGa y derivados, aunque básico y fundamen-tal para las comunicaciones ópticas, en más un láser cuyas propiedades se derivan de las de los semiconductores que lo forman que de un proceso láser común con los otros tipos. Por ello, para no - meternos en un campo más de Estado Sólido que de Electrónica Cuantica, en esta primera visión del láser no será presentado. De todas maneras, muchas de sus características pueden considerarse comunes con los otros por lo que comprendidos los demás, este resultará facil de comprensión.

En el Capitulo IV se procederá al planteamiento general del problema del procesado de materiales con Láser, básico para su empleo en el ajuste de componentes.

Los capítulos siguientes serán dedicados a algunas de las aplicaciones más interesantes del láser entre los que merecen - especial mención la Holografía a la que por su importancia, tan to actual como potencial, se dedicará una buena parte de nuestro estudio.

Finalmente, y debido al énfasis que está recibiendo en - nuestros días se hará un pequeño estudio del medio idóneo para transmitir una radiación láser: las fibras ópticas. Con ello con cluiremos, aunque sin poder decir que esta conclusión sea real, nuestro estudio del lasér y sus aplicaciones. El concluirlas real mente abarcaría un curso completo, cosa que queda muy por encima de nuestros propósitos.

Queda unicamente expresar el agradecimiento de los autores a la Dirección de la E.T.S. de Ingenieros de Telecomunicación sin cuya ayuda esta pequeña aportación a la Bibliografía en castellano sobre el Láser no hubiera aparecido, y al Prof. Warzanskyj sin cuyo constante interés el curso para el que han sido redactados estas notas, no se habría llevado a cabo. Finalmente, solo nos queda agradecer a la Srta. Cebrián San José su paciencia al mecanografiar y componer los presentes apuntes.

Madrid, mayo de 1976

Los autores

I.- ANTECEDENTES E HISTORIA DE LA ELECTRONICA
CUANTICA Y EL LASER

1.1. PEQUEÑA HISTORIA DEL LASER Y LA ELECTRONICA CUANTICA

La Electrónica Cuántica, como una rama independiente de la Física, adquirió su prominencia hacia la mitad de los 50 - cuando se realizaron los primeros osciladores y amplificadores cuánticos. La precursora inmediata de la Electrónica Cuántica - fue la espectroscopía de radiofrecuencia, que ahora es una de - sus partes. Una cantidad enorme de material experimental referente a las propiedades resonantes de algunas sustancias, había sido acumulada por la espectroscopía de radiofrecuencia. Tales investigaciones habían hecho posible el establecer la estructura de los niveles, las frecuencias y las intensidades de las transiciones y las características de relajación de diferentes materiales. Los estudios de espectros de resonancia paramagnética en sólidos y del espectro de inversión del amoníaco, fueron de importancia primordial para la Electrónica Cuántica.

Durante las investigaciones de radiofrecuencia el estado de una sustancia no es, por lo general, cambiado de una forma - significativa y permanece próximo al equilibrio termodinámico. Pero al mismo tiempo que se efectuaban estudios de sustancias bajo condiciones sin perturbar, comenzaron a aparecer otros métodos relacionados con la acción de fuertes campos resonantes sobre una sustancia. Estos métodos, que podemos llamar activos, fueron aplicados primero en resonancia magnética nuclear; incluyen inducción magnética nuclear, el eco de spin y el efecto Overhauser. El resultado principal de estos métodos fue la posibilidad de producir estados con fuerte desequilibrio, en sistemas cuánticos que podrían emitir así coherentemente.

El concepto de emisión estimulada, que es de gran importancia para la Electrónica Cuántica, fue formulado por primera vez por Einstein en 1917. Ginzburg, en 1947, apuntó la importancia de este fenómeno en la espectroscopía de radiofrecuencia.

La idea de amplificar ondas electromagnéticas por sistemas cuánticos en desequilibrio, fue lanzada por Fabrikant, Vudynskii y Butaeva. La patente obtenida por este equipo, en 1951, contiene una descripción del principio de la amplificación acerca de un posible amplificador cuántico. Basov y Prokhorov (1954) discutieron un diseño real para un oscilador y un amplificador molecular operando con un haz de moléculas activas y desarrollaron su teoría. Independientemente, Gordon, Zeiger y Townes tuvieron la misma idea y, en el mismo año 1954, publicaron un informe sobre la construcción de un oscilador que operaba con un haz de moléculas de amoníaco. Estos últimos introdujeron el ahora bien conocido nombre de MASER, acrónimo de "Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation".

El éxito obtenido por el oscilador molecular incitó la búsqueda de nuevos métodos y el resultado no tardó en llegar. Basov y Prokhorov, en 1954, sugirieron el principio de un oscilador de gas de tres niveles. En 1956, Bloembergen discutió la posibilidad de realización de un amplificador cuántico con un medio sólido paramagnético. Las estimaciones que hizo confirmaron que la idea era realizable y en 1957 un instrumento de este tipo fue construido por Scovil, Feher y Seidel. Después de éste aparecieron una serie de informes sobre la producción de instrumentos similares basados en diferentes cristales paramagnéticos.

Los instrumentos basados en principios cuánticos tienen un número de propiedades excepcionales cuando se comparan con los osciladores y amplificadores ordinarios. El oscilador maser no es particularmente poderoso pero su estabilidad es, con mucho, mejor que la del mejor oscilador de cuarzo. El amplificador maser paramagnético tiene un nivel de ruido extremadamente bajo y unas características de ganancia y anchura de banda muy satisfactorias.

La siguiente etapa en el desarrollo de la electrónica - cuántica fue la extensión de los métodos anteriores al rango óptico. En 1958, Schawlow y Townes discutieron la cuestión teórica mente y llegaron a la conclusión de que era perfectamente posible realizar un oscilador maser óptico. Sugirieron gases y vapores de metales como sustancias de trabajo. Basov, Krokhin y Popov, en 1960, discutieron también, el problema de las posibles sustancias de trabajo y los métodos para producir los estados necesarios en desequilibrio. Estos autores discutieron los cristales paramagnéticos y semiconductores al mismo tiempo que los gases.

En 1960, Maiman construyó el primer generador óptico cuántico pulsado de rubí que denominó LASER (acrónimo de "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation"). Por vez primera la ciencia y la tecnología disponían de una fuente coherente de ondas luminosas. El éxito futuro de estos instrumentos era obvio y en muy corto tiempo un gran número de equipos entró en acción en las investigaciones del láser. La lista de cristales útiles para lasers creció rápidamente. Con el mismo propósito se usaron también cristales luminiscentes y líquidos. En 1961, Javan, Bennett y Herriot finalizaron el primer láser continuo operando con una mezcla de gases de helio y de neón. El camino estaba abierto y muy pronto vino a unirse a los anteriores el láser de diodo semiconductor, cuya posibilidad había sido estudiada en 1960 por Basov y colaboradores, mencionados anteriormente. En 1961, Bernard y Durauffoung estudiaron teóricamente las condiciones para "lasear" en semiconductores y entre 1962 y 1963, utilizando el AsGa como material de trabajo, se obtuvo el primer láser en operación de este tipo.

La posibilidad de "lasear" con gases y semiconductores - dió pie a la suposición de que muchos otros materiales podrían también ser útiles para lo mismo y de hecho así ha sido: la lista de materiales utilizables ha crecido en los últimos años de forma considerable, así como las posibilidades de construir un

láser con unas características prefijadas, tan grandes como se quiera. El láser ha pasado a ser, de casi un objeto de investigación pura, a herramienta de trabajo tan fácil de obtener como cualquier equipo de microondas, por ejemplo y por ello su conocimiento ha de ser familiar a todos.

II.- TEORIA ELEMENTAL DE LA OSCILACION LASER

II.- TEORIA ELEMENTAL DE LA OSCILACION LASER

2.1. INTRODUCCION

Como ya hemos visto en el Capitulo anterior, el láser se ha basado en una gran variedad de ideas nacidas tanto en la física como en la ingeniería. Entre ellas, algunas de las que mayor peso han tenido han sido la óptica, los resonadores electromagnéticos y las descargas en los gases. Pero sin duda, los fenómenos más primordiales han sido aquellos basados en la física - atómica y molecular que quedan fuera de la física clásica. Solamente un conocimiento de la teoría cuántica puede dar explicación de la mayor parte de los fenómenos que se van a presentar; pero bastantes hechos básicos no necesitan tal teoría. De hecho, en función de lo primero, en la literatura rusa los láseres aparecen muy frecuentemente designados como generadores cuánticos de radiación.

El objeto de nuestro estudio será así la presentación del láser como dispositivo del campo de la ingeniería y no como generador cuántico. No necesitamos apenas de la teoría cuántica pero si algunos de sus postulados esenciales que revisaremos en las próximas secciones. Haremos un resumen de los conceptos básicos de emisión y absorción, cuyo papel primordial en el láser veremos, y continuaremos con los problemas de excitación y oscilación en un láser.

Concluiremos con una presentación general de la teoría de resonadores ópticos cuyo estudio completo abarcaría más de lo que aquí podemos dedicarle.

2.2. LEYES Y CONCEPTOS GENERALES DE LA RADIACION

Ya que el objeto de nuestro estudio es la generación y amplificación de la luz mediante la emisión estimulada de radiación, parece lógico comenzar dando las bases necesarias para el tema que vamos a ver. Aún a riesgo de dar conceptos ya conocidos, comenzaremos con algunas definiciones elementales y algunos postulados.

Nuestro interés se centrará en torno a aquella radiación electromagnética comprendida en el margen del visible. Las longitudes de onda se encontrarán así entre 0,3 y 30 μm y las frecuencias de 10^{13} a 10^{15} Hz. Haremos constar el hecho de que el énfasis será en que la radiación es electromagnética, no en que es visible. Evitaremos así todos aquellos términos, comunes en óptica ordinaria, que determinan la luz en función de sus efectos sobre el ojo humano. Consecuentemente, hablaremos de cantidades radiativas y no de luminosas, siendo aquellas las determinadas por el uso de un detector capaz de registrar el transporte de energía por medio de una radiación electromagnética. Recapitularemos así los términos básicos usados en conexión con un transporte tal de energía.

La contrapartida del flujo luminoso en óptica ordinaria es aquí el flujo radiativo. Es la velocidad a la que pasa la energía radiante por una superficie; viene medida en unidades de potencia, esto es, vatios o ergios por segundo. La intensidad de radiación incidente sobre una superficie es la densidad de flujo radiativo. El flujo radiativo emitido por la unidad de superficie de una fuente se denomina emitancia radiante. Estas dos últimas cantidades tienen las mismas dimensiones. Su unidad MKS común es vatios por metro cuadrado. A fin de indicar la distribución direccional de la radiación de una superficie radiante, necesitamos el concepto de radiancia en una dirección dada. Esta es el flujo radiante en una dirección dada por uni-

dad de ángulo sólido por unidad de area proyectada del radiador. Se designa normalmente por el simbolo N , y su significado puede clasificarse así: dada una superficie radiante de area A y una dirección que forme un ángulo θ con su normal, el flujo radiativo en un pequeño cono de $d\Omega$ estereoradianes alrededor de la dirección dada es $NA \cos\theta d\Omega$. Cuando N no depende de la dirección, se dice que la superficie radia o dispersa de acuerdo con una ley de Lambert. En este caso, el flujo radiativo total de la superficie es πNA . Relacionada con N está la densidad de energía de la radiación u , que es simplemente la energía radiativa contenida en la unidad de volumen.

Si hacemos ahora uso del hecho de la existencia de filtros y monocromadores, podremos clasificar la radiación de acuerdo con su frecuencia o longitud de onda. Todas las cantidades relativas con la radiación pueden considerarse como funciones de la frecuencia ν o de la longitud de onda λ . El simbolo u_ν vendrá definido así: la densidad de energía de radiación entre las frecuencias ν y $\nu+d\nu$ es $u_\nu d\nu$. El simbolo u_λ se refiere a la densidad de energía en el intervalo de longitudes de onda λ a $\lambda+d\lambda$; consecuentemente, u_ν y u_λ están relacionados pero son diferentes funciones de las variables. El intervalo de frecuencias ν , $\nu+d\nu$ y el de longitudes de onda λ , $\lambda+d\lambda$ son descripciones equivalentes de la misma región espectral cuando $d\nu/\nu=d\lambda/\lambda$. Es facil demostrar que $u_\nu \nu = u_\lambda \lambda$.

Es usualmente conveniente caracterizar la radiación por su longitud de onda cuando nos referimos a experimentos o aplicaciones prácticas, pero en la teoría, sobre todo cuando se trata con energías, la frecuencia suele ser más conveniente. Cuando una radiación electromagnética se encuentra en una cavidad y está en equilibrio térmico a una temperatura T , la distribución de densidad de radiación según la frecuencia sigue la ley de Plank:

$$u_\nu d_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{d_\nu}{\exp(h\nu/KT) - 1} \quad (2.1)$$

donde h es la constante de Plank, K la de Boltzmann y c la velocidad de la luz.

La radiación se escapará por un orificio cortado en las paredes de una cavidad así, a la velocidad de $W=uc/4$ por unidad de area de orificio. Esta es la densidad de flujo radiativo a la salida de la cavidad; es la emitancia radiante del cuerpo negro. Muchos sólidos radian como este cuerpo negro ideal. De hecho, la distribución espectral de la radiación emitida por las lamparas incandescentes y los arcos de alta densidad pueden calcularse - con bastante exactitud a partir de la fórmula de Plank.

En los trabajos experimentales, se prefiere la distribución de energía radiante según la longitud de onda, y la fórmula de la radiación viene dada por

$$W(\lambda, T) d\lambda = \frac{C_1 \lambda^{-5} d\lambda}{\exp(C_2/\lambda T) - 1} \quad (2.2)$$

donde $C_1 = 2\pi h c^2$ y $C_2 = hc/K$. La cantidad $W(\lambda, T)$ es la emitancia radiante espectral.

De lo anterior se obtiene que la energía radiada por un sólido incandescente no está concentrada en ninguna zona de frecuencias. Para cada temperatura existirá una longitud de onda para la que la emitancia radiante espectral tiene su valor máximo. Esta longitud de onda, λ_M , puede calcularse de la ley del desplazamiento de Wien:

$$\lambda_M T = a \quad (2.3)$$

donde a es una constante. El valor de pico de la emitancia radial espectral a una temperatura dada se encuentra es proporcional a la quinta potencia de la temperatura absoluta. Este pico se designa por $W_M(T)$. Así

$$W_M(T) = W(\lambda_M, T) = bT^5 \quad (2.4)$$

La emitancia radiante total a la temperatura T viene dada por la ley de Stefan-Boltzmann:

$$W_T = \int_0^\infty W(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4 \quad (2.5)$$

Cuando las areas vienen medidas en cm^2 y las longitudes de onda en \AA , las constantes antes introducidas tienen los siguientes valores:

$$C_1 = 3,741 \times 10^{20} \text{ W-cm}^{-2} (\text{\AA})^4 ; \quad C_2 = 1,439 \times 10^8 \text{ \AA } ^\circ\text{K}$$

$$a = 2,898 \times 10^7 \text{ \AA } ^\circ\text{K} ; \quad b = 1,286 \times 10^{-19} \text{ W-cm}^{-2} (^\circ\text{K})^{-5}$$

$$\sigma = 5,679 \times 10^{-12} \text{ W-cm}^{-2} (^\circ\text{K})^{-4}$$

Un cuerpo negro a la temperatura de 5200°K tiene su pico de radiación a 5575 \AA , que es aproximadamente el centro del espectro visible y donde el ojo es mas sensible. A pesar de ello, solo un 40% de su radiación cae en la parte visible, estando un 6% en el ultravioleta y el resto en el infrarrojo.

Las fuentes gaseosas de luz, cuando trabajan a bajas presiones, emiten radiación consistente en un grupo de líneas más o menos definidas y, frecuentemente, un espectro continuo de me

nor intensidad. Las frecuencias de las líneas dependerán de la composición del gas; sus intensidades y anchuras dependerán de un gran número de factores, como presión y temperatura del gas y del método de excitación. A bajas presiones las líneas serán muy nítidas pero la brillantez del gas como lámpara será muy baja. Según aumenta la presión, la brillantez aumentará y también lan anchuras de las líneas, extendiéndose varios angstroms, hasta que al final las líneas se solapan y desaparece el carácter discreto del espectro.

Las fuentes de mayor brillo son los arcos en altas presiones y los tubos de flash. A fin de obtener la mayor brillantez, los flashes trabajan a un nivel de potencia tan alto que solo puede mantenerse un periodo muy corto de tiempo. Esto requiere un trabajo intermitente con un pequeño ciclo de trabajo. Suelen energizarse descargando grandes condensadores, en el margen de 100 a varios miles de microfaradios cargados entre 1000 y 3000 V. Los tubos de Xe así activados dan un destello del orden de 1 mseg con una distribución espectral aproximada a la del cuerpo negro de temperatura entre 6500 y 10000°K.

La luz originada en cualquiera de las fuentes mencionadas será emitida en todas las direcciones posibles. Desde la superficie plana de un sólido incandescente completará un ángulo sólido de 2π estereoradianes (no con intensidad uniforme, sino de acuerdo con la ley de Lambert). Para producir un haz paralelo a partir de estas fuentes es necesario colocar el radiador en el plano focal de un sistema óptico. Ya que la fuente es de tamaño finito, el haz resultante no será paralelo, sino que tendrá una divergencia angular igual al tamaño angular de la fuente vista desde uno de los planos focales del sistema óptico. A fin de obtener un haz definido, solamente podrá usarse una pequeña porción de la fuente. Además, no toda la energía radiada desde esta fuente cuasipuntual podrá utilizarse ya que la apertura del sistema óptico actuará como una pantalla, eliminando una gran

parte del radiador. Por ello aparece que solo una pequeña porción de la energía de una fuente ordinaria puede convertirse en un haz aproximadamente paralelo. Cuanto mayores sean los requisitos de paralelismo, menor será esta porción.

Para dirigir la radiación hasta un objeto desde una fuente puede emplearse un sistema de espejos y lentes. Con ellos es posible concentrar la luz en un punto pudiendo pensarse que se podría llegar a diseñar un sistema óptico con el que producir sobre una superficie una imagen más brillante que la fuente de la que parte la luz. En la terminología que empleamos, esto significaría que se formaría una imagen de la fuente tal que su radancia fuera mayor que en la fuente. Pero un teorema famoso de óptica clásica establece su imposibilidad. De forma más precisa, no puede hacerse con radiadores que siguen la ley de Lambert, si el medio en el que se encuentran objeto e imagen es de igual índice de refracción.

Basados en la ley de Lambert y sus consecuencias aparecen otra serie de propiedades compartidas por todas las fuentes de luz a excepción de los láseres. Si se toma luz de dos zonas diferentes de una fuente ordinaria y se lleva a la misma región de una pantalla no se observarán fenómenos de interferencia. Esto es debido a la incoherencia de la emisión de las dos zonas, esto es, a la no relación de fase entre ellas. Esto será visto después con mayor detalle.

Podemos así resumir las principales limitaciones de las fuentes clásicas de luz en los siguientes puntos.

La energía radiada por una fuente intensa se distribuye en una región espectral relativamente extensa. No existen fuentes monocromáticas intensas.

La energía radiada está, por lo general, mal colimada, y la colimación no puede mejorarse si no es a costa de sacrificarse la intensidad disponible.

La radiación de una fuente superficial no puede llevarse a una zona obteniéndose un aumento en brillantez.

Todas estas limitaciones quedarán subsanadas con el empleo de fuentes coherentes.

2.3. COHERENCIA DE LA LUZ

La teoría clásica de la luz describe los fenómenos ópticos en términos de oscilaciones electromagnéticas. Una de las herramientas básicas de esta teoría es el análisis armónico. La variación del campo electromagnético en un punto queda representado como la superposición de oscilaciones armónicas de la forma.

$$E = E_i \cos(2\pi\nu_i T - \psi_i) \quad (3.1)$$

Estas oscilaciones poseen una amplitud E_i , una frecuencia ν_i y una fase ψ_i perfectamente definidas. La fase varía en el espacio de punto a punto de manera lineal.

En un experimento físico la mayor parte de las veces - hay que tratar con una superposición de oscilaciones armónicas de frecuencias diferentes pero es posible llegar a filtrar la radiación de tal forma que para nuestros propósitos se comporte como una radiación monocromática ideal. Cuando es este el caso, llamaremos a la radiación cuasimonocromática o brevemente monocromática. El que una radiación sea cuasimonocromática o no depende del experimento que se realice.

Una onda monocromática ideal es de, necesariamente duración infinita. Una oscilación que tenga la forma descrita por (3.1) para un intervalo finito de tiempo comprendido entre $0 < t < T$ y sea cero fuera del mismo, podrá representarse, según el análisis de Fourier, por una superposición de oscilaciones armónicas cuyas frecuencias queden confinadas dentro de una estrecha región de espacio de anchura aproximadamente $1/T$ alrededor de la frecuencia central ν_i .

Prácticamente una radiación monocromática viene caracterizada por una frecuencia central ν_0 y un ancho de banda Δ

definido de forma que en un intervalo de frecuencias entre $\nu_0 - \Delta/2$ y $\nu_0 + \Delta/2$ está contenida casi toda la energía de la radiación. En un trabajo teórico, se deberá realizar un análisis de Fourier a fin de determinar la anchura de tal intervalo; en estudios experimentales será necesario emplear un instrumento con el suficiente poder de resolución de forma que pueda analizar la composición espectral de la radiación.

En óptica experimental es posible resolver la radiación en sus componentes cuasimonocromáticas; es posible medir la intensidad media de la radiación en un periodo de tiempo que sea grande comparado con ν^{-1} y Δ^{-1} y sobre un area cuyo diámetro sea grande comparado con la longitud de onda. Ni valores instantáneos ni valores localizados muy abruptamente pueden ser medidos; todas las cantidades de interés deberán determinarse en términos de medidas medias.

La teoría, por otra parte, trata con amplitudes y fases. Estas se combinan de acuerdo con las reglas de la teoría electromagnética pero únicamente la media, en un intervalo de tiempo suficientemente largo, del cuadrado de la amplitud resultante es susceptible de test experimental. Aunque la fase de una onda monocromática en un cierto punto no sea observable, su variación de punto a punto puede ser demostrada. La evidencia de la existencia de la fase viene de los experimentos clásicos de interferencia, que demuestran que cuando la luz, que provienen de un punto luminoso, es dividida en dos haces viajando por diferentes caminos hacia un mismo destino final, las amplitudes deberán sumarse de acuerdo con las ya conocidas leyes de la composición vectorial. La dirección de los vectores que se sumarán dependen de las longitudes de los caminos recorridos.

Queden las amplitudes y las fases de las ondas que lleguen según los caminos 1 y 2 diferenciadas por los correspondientes subíndices. La intensidad observada en un punto dado será

igual o proporcional a (dependiendo de las unidades)

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \phi \quad (3.2)$$

donde $I_1 = \frac{1}{2} E_1^2$ y $I_2 = \frac{1}{2} E_2^2$ son las intensidades medias en el tiempo y $\phi = \psi_2 - \psi_1$ la diferencia de fase. Esta última está relacionada con la diferencia de caminos $S_2 - S_1$, así

$$\phi = \frac{2\pi \nu (S_2 - S_1)}{c} \quad (3.3)$$

En aquellas regiones del espacio donde la diferencia de fase es 0 ó un múltiplo par de π , la intensidad es máxima, con valor $\frac{1}{2} (E_1 + E_2)^2$, mientras que en aquellos en que la diferencia de fase es un múltiplo impar de π es un mínimo de valor $\frac{1}{2} (E_1 - E_2)^2$.

Una experiencia típica de interferencia es la de disponer la diferencia de caminos sobre la pantalla y que las amplitudes E_1 y E_2 sean aproximadamente iguales. Con ello, utilizando una fuente puntual monocromática, se observarán una serie alternada de bandas luminosas y oscuras. Son estas las franjas de interferencia. La franja luminosa que corresponde a una diferencia de caminos nula es particularmente importante; es común a todas las frecuencias. Las posiciones de las otras bandas dependen, en cambio de la frecuencia. Por ello franjas correspondientes a frecuencias diferentes podrán superponerse p.e., las luminosas sobre las oscuras dando lugar a regiones totalmente iluminadas. Esta superposición depende de la diferencia de frecuencias y del orden de la franja contando a partir de la central - (de la que corresponde a $S_2 - S_1 = 0$).

Se ve que, de (3.2) y (3.3), ocurrirá reforzamiento - cuando $v(S_2 - S_1)/C$ sea un entero y cancelación cuando sea un se mientero. Por ello, la n-síma franja luminosa para la longitud de onda λ coincidirá con la n-síma franja oscura para longitudes de onda $\lambda - \Delta\lambda$ cuando

$$S_2 - S_1 = n\lambda = \left(n + \frac{1}{2}\right) (\lambda - \Delta\lambda)$$

de aquí que cuando

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \left| \frac{\Delta v}{v} \right| = \frac{1}{2n+1} \quad (3.4)$$

la figura de interferencia correspondiente a la n-síma franja quedará seriamente afectada cuando radiación correspondiente a una frecuencia v este presente con aproximadamente la misma intensidad que la de $v + \Delta v$.

Ya que los experimentos interferenciales reales se realizan con fuentes cuasimonocromáticas y no fuentes monocromáticas ideales, el número de bandas que pueden observarse con claridad queda limitado por la dispersión del espectro de la fuente. Algunas veces este hecho se expresa de forma diferente: se sabe que en un interferómetro de Michelson, usando una línea espectral ordinaria como fuente de luz, se observan franjas de interferencia; únicamente cuando la diferencia de caminos excede, digamos 30 cm, no se observan interferencias. Aparentemente la fase de radiación no se mantiene en la fuente, el tiempo que ne cesita la luz en recorrer esa diferencia de caminos. En un campo monocromático ideal, la amplitud de las oscilaciones en un punto determinado se mantiene constante, mientras que la fase varía linealmente con el tiempo. Este no es el caso cuando el -

campo se produce en una fuente real, la amplitud y la fase experimentan fluctuaciones irregulares, cuya rapidez se relaciona con la anchura $\Delta\nu$ del espectro. El intervalo de tiempo $\Delta t = 1/\Delta\nu$ es lo que se denomina tiempo de coherencia. Durante un intervalo mucho menor que Δt la radiación se comporta como una onda - realmente monocromática. Esto no es cierto para intervalos mayores.

Hasta aquí hemos considerado únicamente las propiedades de la luz que proviene de una fuente puntual. Una fuente de tales características puede realizarse aproximadamente mediante una fuente real localizada a gran distancia del observador de forma que sus dimensiones físicas sean despreciables comparadas con la distancia. Esto solo se cumple en limitados casos por lo que será conveniente pasar a fuentes luminosas de dimensión finita.

Una característica común de todas las fuentes clásicas de luz es la falta de coherencia entre la luz que emana de los diferentes puntos del radiador. Mediante la expresión "coherencia" o "coherencia espacial" entendemos una correlación entre las fases de la radiación monocromática que procede de dos puntos diferentes. Para ser exactos, deberíamos hablar, no de coherencia o incoherencia de una cierta radiación luminosa sino de grados diferentes de correlación. Desde un punto de vista práctico, sin embargo, podemos mirar la radiación que proviene de dos fuentes diferentes como incoherente si observamos que las intensidades de la radiación son aditivas. Tomamos como hecho experimental perfectamente establecido el que la luz que procede de dos puntos de una fuente ordinaria localizados con una distancia de separación entre ellos mayor de una longitud de onda, no pueden dar lugar a fenómenos de interferencia aún cuando se someta la radiación a un proceso extremadamente cuidadoso de filtrado que separe una componente "monocromática". Este hecho podemos atribuirle a la falta de correlación entre las fases de radiadores distantes.

Relacionada con la cuestión de la correlación de fase so

bre una fuente luminosa está la de la correlación de fase en un campo de radiación separado bastante distancia de la fuente y su relación con las propiedades de la fuente así como de la geometría de la situación.

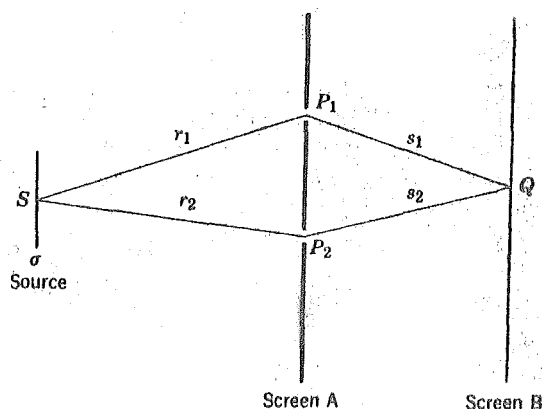


Fig. 2.1

Consideremos con más detalle dos vectores electromagnéticos en los puntos P_1 y P_2 , en un campo producido por una fuente monocromática extensa separada muchas longitudes de onda de P_1 y P_2 . Si P_1 y P_2 están lo suficientemente próximos uno a otro de forma que la diferencia $SP_1 - SP_2$ sea pequeña comparada con la longitud de onda λ puede esperarse que las fluctuaciones en P_1 y P_2 sean de hecho las mismas. Por otra parte, puede esperarse que exista también una cierta correlación aún para mayores separaciones entre P_1 y P_2 , siempre que la diferencia de caminos no exceda la longitud de coherencia $c\Delta t = c/\Delta\nu$. Estamos capacitados entonces para definir una región de coherencia alrededor de cualquier punto en un campo generado por una fuente esencialmente monocromática.

El valor de la correlación puede ser comprobado experimentalmente observando la iluminación en la pantalla B en función de la posición. Esta observación se lleva a cabo generalmente de

forma que la iluminación se mide en una zona que dista aproximadamente lo mismo de P_1 y de P_2 . La iluminación se determina con pequeñas aperturas en torno a P_1 y a P_2 . En adición a medir las intensidades I_1 e I_2 en Q con la segunda y la primera apertura, respectivamente, abiertas, podemos medir también efectos de interferencia que provienen de la superposición de la radiación que pasa a través de estas dos aberturas. Una completa incoherencia del campo en P_1 y P_2 significa que la intensidad en Q es

$$I(Q) = I_1 + I_2 \quad (3.5)$$

mientras que en el caso de completa coherencia podrá obtenerse cualquier valor comprendido entre $I_1 - I_2$ y $I_1 + I_2$, dependiendo de la diferencia de caminos $S_1 - S_2$. En el caso general se obtendrá una expresión de la forma

$$I(Q) = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re} \gamma \quad (3.6)$$

donde γ es un número complejo de módulo constante, $|\gamma| < 1$, cuya fase varía linealmente con la diferencia de caminos. De hecho

$$\operatorname{Arg} \gamma = \psi_0 + 2\pi(S_1 - S_2)/\lambda$$

El caso $\gamma = 0$ corresponde a completa incoherencia y $|\gamma| = 1$ a completa coherencia, mientras que un valor intermedio de $|\gamma|$ caracteriza a un campo parcialmente coherente. Cuando el punto Q se mueve paralelo a la línea $P_1 P_2$, la intensidad varía entre un máximo de valor

$$I_M = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma|$$

y un mínimo

$$I_m = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma|$$

La visibilidad de las franjas de interferencia sobre la pantalla B se define como

$$v = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m} \quad (3.7)$$

Cuando las intensidades son iguales, v se reduce a $|\gamma|$

La extensión de concepto de correlación a un campo poli cromático es realmente facil pero matematicamente muy complicado. La radiación ha de ser representada en términos de integrales de Fourier y deberá definirse una correlación cruzada como en la teoria de procesos aleatorios estacionarios. Este análisis puede verse en la literatura del tema. El resultado es que, dados dos puntos y un intervalo de tiempo τ , puede calcularse un cierto grado de coherencia $\gamma_{12}(\tau)$ cuyo valor absoluto varía de 0 a 1. Con este concepto, la variación del grado de coherencia de un campo generado por una fuente externa puede llegar a ser discutida. El grado de coherencia de radiación entre los puntos P_1 y P_2 puede relacionarse con la figura de difracción de la fuente tomada como una abertura de distribuciones de fase y amplitud especificada. Este es el meollo del teorema de Van Cittert-Zernike, que permite el cálculo de la variación de $\gamma(0)$ en un plano iluminado por una fuente incoherente extensa.

El caso ideal $\gamma(0)=1$ representa una onda plana totalmente coherente con un frente de fase que coincide con el plano de observación. Esto, sin duda, no puede conseguirse con una fuente incoherente finita. Con el punto P_1 mantenido fijo y el P_2 moviéndose lejos de P_1 , el grado de coherencia $\gamma(0)$ decrece. Arbitrariamente, el límite $\gamma > 0,88$ es fijado para especificar la región

dentro de la cual la radiación se denomina "casi coherente". Con ayuda del teorema de Van Cittert-Zernike puede demostrarse que la radiación que procede de una fuente uniforme, cuasi-monocromática y no coherente de forma circular es casi coherente en una distancia $d=0,16\lambda/\alpha$ donde $\alpha=\rho/r$ y λ es la longitud de onda de la radiación. Por ello, un haz casi coherente de sección transversal finita puede obtenerse a partir de una fuente no coherente, pero solamente una mínima fracción de la energía radiada puede emplearse en el proceso. A fin de obtener un haz casi

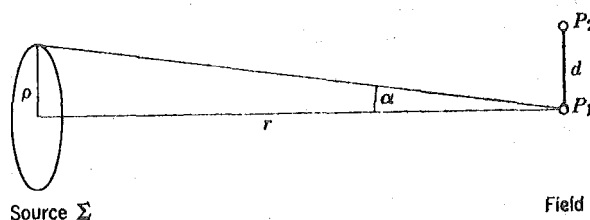


Fig. 2.2

coherente de 1cm de diametro a 5000Å, la fuente deberá alejarse de forma que el valor de α sea 8×10^{-6} rad. Si la densidad de flujo es ω_s y tiene una superficie A radiando de acuerdo con las ley de Lambert, la densidad de flujo a una distancia R del radiador proximo a la normal a su superficie es

$$\omega_p = \frac{AN}{R^2} = \frac{A\omega_s}{\pi R^2}$$

Consecuentemente, para un radiador circular de radio ρ

$$\omega_p = \frac{\rho^2 \omega_s}{R^2}$$

Con lo que si se pretende obtener coherencia en d cm, deberemos tener

$$\alpha = \frac{\rho}{R} = \frac{0,16\lambda}{d}$$

Por ello para $d=1$ cm y $\lambda=5 \times 10^{-5}$ cm obtenemos

$$\omega_p = 0,64 \times 10^{-10} \omega_s$$

En nuestro caso, la densidad de flujo en la parte casi coherente del haz es menor que 10^{-10} veces la densidad del flujo por la fuente.

Un haz casi coherente puede enfocarse en una región cuyas dimensiones son del orden de la longitud de onda. Una vez que se ha obtenido un haz casi coherente, será posible concentrar esta energía; el grado con el que esta concentración es favorable depende del grado de coherencia del haz.

Podemos ya apreciar algunas de las ventajas que se ganan con una fuente coherente o casi coherente, cuya radiación tenga ya la forma de una onda esférica o de una onda plana de sección transversal limitada. Una radiación así podrá concentrarse con lentes y espejos a imágenes mucho más brillantes que la fuente original. Por otra parte, la radiación emitida por una fuente que posea ya la forma de una onda plana podrá dirigirse hacia un objeto distante con pérdidas despreciables por efectos de difracción, mientras que únicamente una pequeña parte de la radiación desde una fuente no coherente puede convertirse en una onda aproximadamente plana.

2.4. EMISION Y ABSORCION DE RADIACION

Es bien conocido el que sistemas atómicos, tales como átomos, iones y moléculas pueden tener unicamente unos valores definidos de energía que se corresponden con sus estados estacionarios. Estos estados vienen determinados por unos ciertos números cuánticos. Los valores de energía se denominan niveles del sistema atómico. En el caso de átomos aislados, los estados se describen por los números cuánticos que caracterizan las órbitas y espines de los electrones que se encuentran fuera de las capas completas. La nomenclatura usual de estos estados hace uso de símbolos que indican (al que lo sabe) las magnitudes y las componentes del momento angular que permanecen constantes. En el caso de moléculas, la descripción de los estados se relaciona con números cuánticos asociados con los movimientos rotacionales y vibracionales de la molécula así como los números cuánticos que describen los movimientos de los electrones.

Cuando dos o más estados tienen la misma energía, el nivel se denomina degenerado y el número de estados con el mismo valor de energía es la multiplicidad del nivel. Frecuentemente, la palabra "estado" se usa para significar nivel; todos los estados de la misma energía son mirados como idénticos. Transiciones entre estados estacionarios pueden ocurrir con la presencia de emisión o absorción de energía como radiación o bien con la transferencia de energía a o de otro sistema. Si la transición es radiante, la frecuencia de la radiación emitida o absorbida por el sistema viene dada por la relación de Bohr:

$$E_2 - E_1 = h\nu \quad (4.1)$$

donde E_1 y E_2 son las energías de los estados entre los que ocurre la transición y h es la constante de Planck.

El nivel del sistema de menor energía es el nivel básico

(ground level) y cada uno de los otros son los niveles excitados. Un átomo que se encuentre en el nivel básico podrá únicamente absorber radiación. A partir del nivel básico, los restantes niveles se numeran por incremento del valor de la energía. Cuando el sistema atómico no está en el nivel básico, puede cambiar a un nivel inferior sin ninguna causa externa, con la correspondiente emisión de radiación. Este es el fenómeno de la emisión espontánea. La probabilidad de que un átomo en un nivel n cambie espontáneamente a un nivel más bajo m , por unidad de tiempo es lo que denominaremos probabilidad de transición espontánea. Se designará por A_{nm} . Esta cantidad es característica del par de niveles de energía en cuestión. En niveles múltiples, A_{nm} se obtiene sumando sobre todos los pares de estados posibles. Si hay un gran n° de sistemas atómicos y N_n es el n° de sistemas en el nivel n -simo, el número total de transiciones por segundo desde un nivel n a otro m será aproximadamente $N_n A_{nm}$, y la potencia radiada a la frecuencia $\nu_{nm} = (E_n - E_m)/h$ será $N_n (E_n - E_m) A_{nm}$. Esta radiación espontánea surgirá de los átomos del conjunto en una fase aleatoria; por ello el conjunto de átomos independientes emitirá su radiación como una fuente incoherente.

Transiciones, por otra parte, entre diferentes niveles de energía atómica o molecular tienen lugar no solamente de forma espontánea sino también bajo el estímulo de radiación electromagnética de la frecuencia apropiada. Bajo ciertas condiciones, que pronto veremos, la polaridad de que un sistema atómico cambie durante la unidad de tiempo, desde un nivel de índice n a otro de energía menor m es

$$P_{nm} = A_{nm} + U_\nu B_{nm} \quad (4.2)$$

donde U_ν es la densidad de radiación en la frecuencia que corresponde a la diferencia de energía entre los niveles y A_{nm} y B_{nm}

son constantes determinadas por el sistema atómico. En presencia de radiación de la frecuencia adecuada, el sistema atómico puede también pasar de un nivel determinado a otro de energía superior. La probabilidad de un suceso tal (absorción) será

$$P_{mn} = U_{\nu} B_{mn} \quad (4.3)$$

La radiación emitida desde un sistema atómico en presencia de radiación externa consiste así de dos partes. Aquella - cuya intensidad es proporcional a A_{nm} es la radiación espontánea; su fase es independiente de la radiación externa. La otra, la que es proporcional a uB_{nm} es la radiación estimulada o inducida; su fase es la misma que la de la radiación externa estimulante.

En el análisis final, ninguna radiación es estrictamente monocromática. Supondremos aquí que la extensión espectral - de cada línea atómica es tan estrecha que la distribución de energía con la frecuencia en el intervalo de la línea no puede resolverse y que se observa únicamente la energía total emitida o absorbida.

Las ecuaciones (4.2) y (4.3) son, de hecho válidas en la realidad y entre las constantes A y B existen importantes relaciones cuando la radiación es isotrópica, o caótica, no mostrando ninguna dirección preferencial. Estas relaciones que justificaremos posteriormente son las conocidas como relaciones de Einstein y pueden escribirse normalmente en la forma

$$B_{nm} = B_{mn}$$

$$A_{nm} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{nm} \quad (4.4)$$

Estas ecuaciones son válidas en el vacío para partículas que poseen solamente niveles de energía no degenerados. - Cuando los niveles son degenerados pasan a ser

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn} \quad (4.5)$$

donde g_n y g_m son las multiplicidades de los niveles n y m respectivamente. La segunda relación no queda afectada por las multiplicidades. En sólidos, en los que el índice de refracción η difiere apreciablemente de la unidad, la segunda relación debe reemplazarse por

$$A_{nm} = \frac{8\pi h\nu^3 \eta^3}{c^3} B_{nm} \quad (4.6)$$

Pasemos ahora al concepto de vida media, que es frecuentemente usado para describir transiciones entre diferentes estados de un átomo. La vida media del estado veremos que está relacionada directamente con la probabilidad de transición desde tal estado. Sea pdt la probabilidad de que un átomo, originalmente en el estado S , abandone el mismo en un breve intervalo de tiempo dt (Este intervalo debe ser tan corto que verifique $pdt \ll 1$). Entonces, para una p constante, el número de átomos en el estado S decrecerá exponencialmente de acuerdo con

$$N(t) = N_0 e^{-pt}$$

de aquí, el número de átomos que abandonan el estado S en el intervalo de tiempo entre t y $t+dt$ es $pN_0 e^{-pt} dt$. Por ello, la vida media del átomo en el estado S es

$$T = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t p N_0 e^{-pt} dt = \frac{1}{p} \quad (4.7)$$

A la vista de (4.7) el inverso de la probabilidad de transición de un proceso se denomina vida media. Si un estado atómico puede alterarse por varios procesos de vidas medias $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \dots, \tau_n$ y estos procesos son estadísticamente independientes, entonces la vida media del estado viene relacionada con las vidas medias de los procesos individuales por medio de

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \dots + \frac{1}{\tau_n} \quad (4.8)$$

En una situación real, las observaciones se hacen no sobre un simple átomo sino sobre un conjunto que contiene millones de ellos que no tienen por que estar, necesariamente, en el mismo estado. Dado un número N_0 (muy grande) de átomos se sabe que en equilibrio térmico a la temperatura absoluta T la distribución de estos átomos entre los diferentes estados seguirá la ley de Boltzman, esto es, el número de átomos en el estado j será

$$N_j = \frac{N_0 e^{-E_j/kT}}{\sum_i e^{-E_i/kT}} \quad (4.9)$$

donde E_j es la energía del estado j . Todos los estados del mismo nivel estarán poblados igualmente. Por ello, el número de átomos en el nivel n es $N_n = g_n N'_n$, donde N'_n se refiere a la población de cualquiera de los estados en el nivel n . Se obtiene entonces de (4.9) que las poblaciones de los niveles de energía n y m quedan relacionados por la fórmula

$$\frac{N_n}{g_n} = \frac{N_m}{g_m} e^{-(E_n - E_m)/KT} \quad (4.10)$$

A la temperatura del cero absoluto todos los átomos se encontrarán en el estado básico. El equilibrio térmico a otra temperatura requiere que un estado con energía menor esté más densamente poblado que un estado con mayor energía.

Consideremos ahora un conjunto de átomos inicialmente al cero absoluto. Este conjunto absorberá energía únicamente de aquella radiación cuya frecuencia esté contenida en la secuencia $(E_i - E_1)/h$ donde $i = 2, 3, \dots$. Si el conjunto se encuentra en equilibrio a una temperatura finita T , entonces no solamente el estado básico estará poblado; por ello, radiación cuya frecuencia corresponda a una transición entre estados excitados puede también ser absorbida. Como dato real, puede recordarse que el primer nivel excitado de la mayor parte de los átomos e iones está por lo menos 2×10^{-12} erg. por encima del nivel básico y que para $T = 500^\circ K$ el producto KT es aproximadamente $0,07 \times 10^{-12}$ erg. Por ello a temperaturas moderadas muy pocos átomos ocuparán un primer estado excitado ya que el factor exponencial en (4.10) es realmente pequeño.

Como una consecuencia de la absorción de radiación, el equilibrio del conjunto quedará alterado. Supongamos que la absorción es de radiación monocromática. Los átomos que hayan sido excitados a niveles por encima del primer excitado pueden volver directamente al estado básico por emisión estimulada o por espontánea o bien según por otro camino y bajar a un nivel por encima del básico. De esta forma pueden descender por etapas hasta llegar al nivel básico, emitiendo en cada una de ellas diferentes frecuencias de la que originalmente dió lugar al salto del básico. Debido a la relación (4.1) que une energía y frecuencia,

las radiaciones emitidas en este proceso, que se denomina fluorescencia, tienen frecuencias menores que la radiación excitatriz.

Consideremos ahora un conjunto que no esté necesariamente en equilibrio térmico y designemos de nuevo, el número de átomos por unidad de volumen en el estado n , por N_n . Suponiendo que $n > m$, cabe preguntarse ahora cuál será la respuesta del conjunto a una radiación colimada de frecuencia ν_{nm} y densidad u . El número de transiciones desde el nivel n al nivel m será $(A_{nm} + B_{nm})N_n$ por segundo y el número de transiciones ascendentes, $B_{nm}N_m$. Siempre que N_n sea menor que N_m , lo cual es usualmente el caso, el rayo incidente sufrirá una pérdida neta $(N_m - N_n)B_{nm}$ cuantos por segundo. Los cuantos $A_{nm}N_n$, que son radiados espontáneamente, aparecerán como radiación dispersada. Por ello, un haz que pasa a través de materia cuyos estados inferiores están más poblados que los de energía superior, perderá siempre energía; el material tendrá un coeficiente de absorción positivo.

Si pudiera realizarse un conjunto en el que N_n , el número de átomos en el estado n , sea mayor que N_m aunque sea $n > m$, el conjunto se dice que contiene una inversión de población. Definitivamente este sistema no puede estar en equilibrio termodinámico. Supongamos ahora que la inversión de población se realiza de alguna forma entre el par de niveles 1 y 2. Esto significa que hemos encontrado un proceso que conduce a $N_2 > N_1$. En esta situación el material radiará espontáneamente. Al mismo tiempo actuará como amplificador de radiación de la frecuencia adecuada, $\nu = (E_2 - E_1)/h$; la radiación espontánea de esta misma frecuencia aparecerá como ruido del amplificador. La tecnología del láser trata con los problemas prácticos relacionados con la creación de materiales en los que tal estado de no-equilibrio existe y con la explotación de las capacidades amplificadoras para la generación de luz.

A fin de desarrollar las relaciones cuantitativas que

gobiernan este proceso de amplificación, sería conveniente tomar una mirada más cercana al proceso de absorción y sacrificar la idealización matemática que hemos hecho referente a la anchura infinitesimal de los niveles y las líneas espectrales. En un ex-

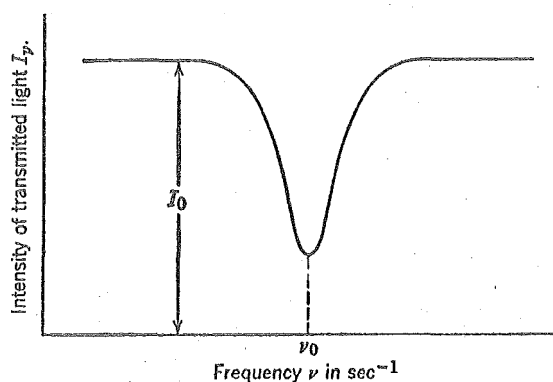


Fig. 2.3

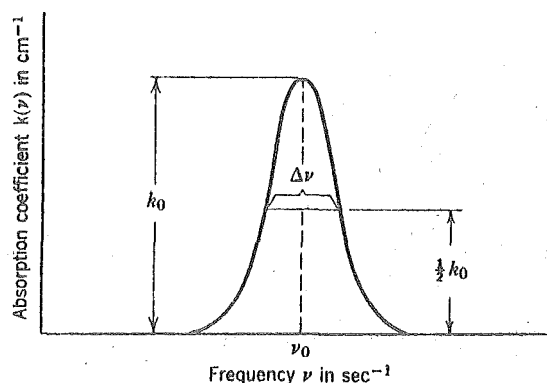


Fig. 2.4

perimento real de absorción, la intensidad de la luz transmitida a través de una capa de material es recogida al mismo tiempo que la frecuencia de la luz incidente se varia manteniendo la intensidad constante. El resultado típico de un experimento así es la curva de la Fig. (2.3). De la imposición de que una disminución de la intensidad de la luz I en su paso a través de una anchura de material dx , es proporcional a $I dx$ se llega a que la variación de I con la anchura x sigue la ley.

$$I_v(x) = I_0 e^{-k(\nu)x} \quad (4.11)$$

donde $K(\nu)$ puede determinarse de observaciones como la de la figura anterior, que representa la intensidad para una anchura fija, del material. La frecuencia ν_0 es el centro de la línea de absorción. Cuando x se mide en cm , $K(\nu)$ se expresa en cm^{-1} . De estas observaciones se puede obtener $K(\nu)$ en función de la frecuencia,

y cuando esto se hace se tendrá una curva similar a la de la Fig. (2.4). La anchura de la curva, en el lugar donde $K(\nu)$ ha caído a la mitad de su valor de pico K_0 , es la anchura de la línea de absorción y se denota por $\Delta\nu$. Frecuentemente, esta cantidad se denomina "semianchura".

Una relación muy importante une el área total bajo la curva de la Fig. (2.4) con los coeficientes de Einstein y las poblaciones de los estados que son los responsables de la absorción centrada en torno a ν_0 .

Tomemos un haz paralelo de luz con frecuencia comprendida entre ν y $\nu+d\nu$ e intensidad I_ν viajando en la dirección de las x positivas a través de una capa de átomos comprendida entre los planos x y $x+dx$. Sea la velocidad de la luz en este medio $v=c/\eta$, donde η es el índice de refracción. El frente de onda atravesaría una capa de anchura dx en el tiempo $d_t=dx/v$. Supongamos que hay N_1 átomos/cm³ en el nivel 1 de los que dN_1 son capaces de absorber en el rango de frecuencia ν a $\nu+d\nu$, y N_2 átomos/cm³ en el nivel 2 de los que dN_2 son capaces de emitir en el mismo rango. Con ello, según para el haz de x a $x+dx$, la disminución de energía del mismo será

$$-d(I_\nu d_\nu) = h_\nu (B_{12} dN_{1\nu} - B_{21} dN_{2\nu}) I_\nu \frac{dx}{v} \quad (4.12)$$

Hemos hecho uso del hecho de que la radiación emitida por estimulación es coherente con la radiación estimulante; por ello reforzará al haz. La radiación emitida espontáneamente no contribuye significativamente al haz ya que no está colimada. De (4.12) se obtiene que

$$-\frac{1}{I_\nu} \frac{dI}{dx} d_\nu = \frac{h\nu\eta}{c} (B_{12} dN_{1\nu} - B_{21} dN_{2\nu}) \quad (4.13)$$

Por comparación podemos ver que la parte izquierda es $K(\nu)d\nu$, obteniéndose por integración sobre la línea centrada en torno a ν_0

$$\int K(\nu) d\nu = \frac{h\nu_0 \eta}{c} (B_{12}N_1 - B_{21}N_2) \quad (4.14)$$

B_{12} puede eliminarse mediante (4.5) y B_{21} puede expresarse en función de A_{21} mediante (4.6). De esta forma se obtiene la fórmula de Fuchtbaner-Ladenburg.

$$\int K(\nu) d\nu = \frac{c^2 A_{21}}{B\pi\nu_0^2 \eta^2} \frac{g_2}{g_1} \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right) \quad (4.15)$$

Esta es ya una fórmula básica que puede escribirse como

$$\int K(\nu) d\nu = \kappa \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right) \quad (4.16)$$

donde la constante κ puede escribirse de varias formas, una de las cuales es

$$\kappa = \frac{\lambda^2 A_{21}}{\pi \eta^2} \frac{g_2}{g_1} \quad (4.17)$$

Otra forma útil, empleada por muchos autores es

$$\kappa = \frac{c^2}{8\pi \eta^2 \nu^2 t_2} \frac{g_2}{g_1} \quad (4.18)$$

donde $\tau_2 = 1/A_{21}$ es la denominada vida media de los átomos en el nivel 2.

La situación encontrada más frecuente es la de que el material esté sin excitar, esto es, de que muy pocos átomos tengan electrones en niveles diferentes del básico. En este caso, todas las transiciones serán desde este último nivel. Siempre - que la intensidad de la radiación absorbida no sea excesiva, el número de átomos en el estado final es despreciable. Designando la absorción del material totalmente inexcitado por $K(\nu)_0$ tenemos

$$\int K(\nu)_0 d\nu = \kappa N_0 \quad (4.19)$$

donde N_0 es el número total de átomos por unidad de volumen.

Es interesante señalar que, bajo las condiciones descritas, la integral del coeficiente de absorción es simplemente proporcional al número de átomos presentes, y que su valor es - independiente de la forma de la línea. El significado físico de la constante κ aparece de (4.19). Es la sección transversal de absorción integrada, por átomos, para la línea en cuestión. La cantidad $\sigma(\nu) = k(\nu)_0/N_0$ es la sección transversal de absorción por átomo.

Parece ahora razonable suponer que la forma de la línea no depende de la distribución de átomos en los niveles de energía, esto es, que la función $K(\nu)$ puede escribirse como el producto de una función de ν y una función de N_1 y N_2 . Teniendo en cuenta que (4.16) debe cumplirse, podemos escribir

$$K(\nu) = k g(\nu_1 \nu_0) \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right) \quad (4.20)$$

donde ν_0 es la frecuencia central de la línea y $g(\nu, \nu_0)$ la función de la forma de la línea que será diferente de 0 solo en una pequeña región en torno a ν_0 , y normalizada de forma que

$$\int g(\nu, \nu_0) d\nu = 1 \quad (4.21)$$

donde la integración queda extendida a toda la región donde $g \neq 0$

El valor del pico del coeficiente de absorción es proporcional a $g(\nu_0, \nu_0)$ valor del pico de la curva de la forma de línea. El valor de pico de la absorción en el material sin excitar es de particular importancia. Se designa por K_0 y se relaciona con las otras variables como sigue

$$K_0 = \kappa N_0 g(\nu_0, \nu_0) \quad (4.22)$$

A fin de simplificar introduzcamos la notación $g(0) = g(\nu_0, \nu_0)$. Es razonable hacer esto ya que g es una función de $\nu - \nu_0$.

Cuando el material se encuentra en equilibrio térmico, la distribución de átomos entre los niveles queda descrita por (4.10). Para cualquier valor positivo de la temperatura absoluta se obtiene.

$$\frac{N_n}{g_n} < \frac{N_m}{g_m} \quad (4.23)$$

Siempre que se cumpla $E_m < E_n$.

La situación de no-equilibrio, en el que la desigualdad (4.23) se invierte, se denomina frecuentemente en la literatura

como un estado de temperatura negativa. Pero este término es lo suficientemente confuso como para que lo evitemos en lo sucesivo.

Cuando tiene lugar una inversión de población entre los niveles n y m , la expresión (4.16) da un valor negativo para el coeficiente de absorción integrado. Tenemos así una absorción negativa, o amplificación, que es una consecuencia del exceso de radiación estimulada sobre la radiación absorbida. En un material que se encuentre en condiciones de tener absorción negativa para una cierta región de frecuencias, una radiación incidente crecerá de acuerdo con la ley (4.11) que en este caso representa un crecimiento exponencial a la velocidad $\alpha = -K(\nu)$.

La velocidad de amplificación α se calcula, de (4.20), que puede darse en la forma

$$\alpha(\nu) = k g(\nu, \nu_0) N \quad (4.24)$$

donde

$$N = \frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 \quad (4.25)$$

es la medida de la inversión de población. Más útil es todavía la inversión relativa de población $n = N/N_0$ que es -1 para un material totalmente sin excitar y 0 para el material que ni absorbe ni amplifica. Obtenemos entonces

$$\alpha(\nu) = \kappa N_0 g(\nu_1, \nu_0) n = K(\nu)_0 n \quad (4.26)$$

de aquí

$$\alpha(\nu) d = \kappa N_0 n \quad (4.27)$$

Así la velocidad de amplificación y la velocidad de amplificación integrada quedan expresado en términos de la inversión relativa de población y de propiedades de absorción medibles del material en el estado sin excitar.

2.5. FORMA Y ANCHURA DE LAS LINEAS ESPECTRALES

Los coeficientes de Einstein, introducidos anteriormente vienen determinados por la estructura del átomo. Como se ha visto, determinan la velocidad total de emisión y absorción integrada sobre la línea espectral total. La velocidad de emisión o absorción en un rango espectral estrecho comprendido entre ν y $\nu + d\nu$ es $K(\nu)d\nu$, una cantidad relacionada con A_{21} a través de (4.15). Entendemos aquí por rango espectral estrecho aquel cuya extensión de frecuencia es pequeña comparada con la anchura de la línea espectral. En tecnología láser se trata con amplificación en regiones espectrales que son generalmente mucho más estrechas que la anchura de la línea espectral según se observa en un gas o en un cristal. Ya que la distribución de población y el coeficiente de Einstein determina solamente la integral de $K(\nu)$, el valor de pico de la absorción o de la amplificación depende de la anchura y de la forma de la línea. Es por ello conveniente estudiar con más detalle la forma de una línea espectral según se observa en la emisión o en la absorción de un conjunto de átomos, como por ejemplo, un gas.

La anchura de línea natural o intrínseca de una línea atómica es extremadamente pequeña. Esta es la anchura de línea que se observaría de átomos en reposo sin interacción mutua. Hay un límite teórico para la anchura de línea bajo tales circunstancias, pero puede despreciarse en la mayor parte de los casos, ya que es muy pequeña comparada con la debida a las otras causas siempre presentes. Los dos principales factores que contribuyen a este ensanchamiento son las variaciones de frecuencia que se derivan del movimiento térmico de los átomos y aquellos que resultan de la interrupción de emisión o absorción de radiación por colisiones atómicas.

El movimiento térmico de los átomos es la causa del ensanchamiento Doppler cuya dependencia con la frecuencia puede -

calcularse como sigue:

La probabilidad de que una componente fija (por ejemplo x) de la velocidad de un átomo en un gas a temperatura absoluta T esté entre V_x y $V_x + \Delta V_x$ es proporcional a $[\exp(-mV_x^2/2KT)] \Delta V_x$. El desplazamiento Doppler de frecuencia viene relacionado con la velocidad relativa V_x hacia el observador por la expresión

$$\frac{v - v_0}{v} = \frac{V_x}{C} \quad (5.1)$$

donde C es la velocidad de la luz. Con ello, el efecto Doppler da lugar a la siguiente distribución gaussiana de frecuencias

$$P(v)dv = P_0 \exp(-\beta(v-v_0)^2/v_0^2) dv \quad (5.2)$$

donde $\beta = mc^2/2KT$

La constante P_0 puede determinarse de la condición de que la integral de la distribución $P(v)$ extendida a todas las frecuencias debe ser la unidad. Con ello

$$P_0 = \frac{C}{v_0} \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{1/2} \quad (5.3)$$

La anchura de la distribución (5.2) para potencia mitad es

$$\Delta v = 2 \frac{v_0}{C} \left(\frac{2KT \lg 2}{m} \right)^{1/2} \quad (5.4)$$

donde m es la masa de la molécula. Podemos introducir ahora el peso molecular $M = N_0 m$ y la constante de los gases $R = KN_0$ con N_0 como número de Avogadro. Se obtiene así, numéricamente

$$\Delta\nu = 7,162 \times 10^{-7} \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \nu_0 \quad (5.5)$$

donde vemos que la anchura de la línea depende solo de la temperatura del gas.

La segunda causa importante del ensanchamiento de la línea en un gas es la colisión de partículas radiantes (átomos y moléculas) entre sí y la consecuente interrupción del proceso radiante. Un tren de ondas finito, como se ha visto, no es nunca monocromático; el espectro estará dispersado en proporción inversa a la longitud del tren en el dominio del tiempo. Por ello, desde el momento en que ocurre una colisión atómica interrumpe la emisión o la absorción de radiación, la longitud del tren de ondas, que de otra forma sería considerablemente larga, queda truncada. Después de la colisión, el proceso se reanuda sin memoria de la fase de la radiación antes de la colisión. Con todo ello, la anchura de línea de la radiación de este conjunto es mayor que la de un proceso individual ininterrumpido. La anchura de línea, esto es la distribución de frecuencias, deberá computarse estadísticamente.

El cómputo clásico original fue realizado al principio de este siglo por H.A. Lorentz, que demostró que cuando la frecuencia de las colisiones es pequeña comparada con la frecuencia sin perturbar ν_0 , la expresión que describe la distribución de frecuencias de la línea ensanchada por colisión (lorenziana) es

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2} \quad (5.6)$$

ν_0 es la frecuencia central y $\Delta\nu$ es la anchura entre los puntos de potencia mitad de la curva. El factor $\Delta\nu/2\pi$ asegura la normalización bajo la curva de manera que

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\nu) d\nu = 1 \quad (5.7)$$

La anchura de línea $\Delta\nu$ viene relacionada con la vida media que existe entre dos colisiones consecutivas, por

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{\pi\tau} \quad (5.8)$$

Ya que la frecuencia de las colisiones es proporcional a la densidad del gas, la anchura de línea de Lorentz es también proporcional a la densidad.

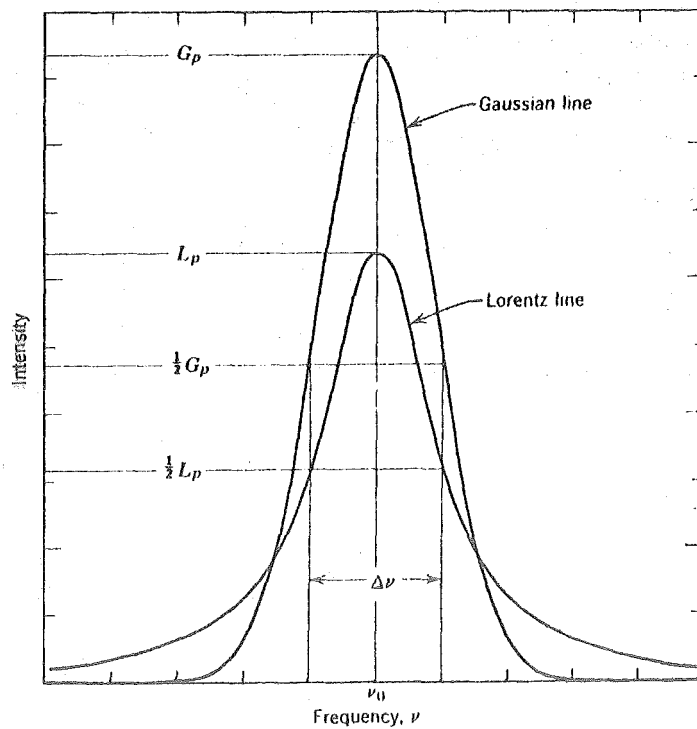


Fig. 2.5

Aunque los ensanchamientos Doppler y de colisión dan lugar a curvas con forma de campana para la distribución de frecuencias, estas curvas son bastante diferentes. La diferencia se ve en la Fig. 2.5 que muestra curvas del tipo de Gauss y de Lorentz de la misma anchura de línea representadas en la misma escala. Los valores de pico vienen relacionados con las anchuras de línea así:

para la Gaussiana:

$$g(0)_G = \frac{2}{\Delta\nu} \left(\frac{\lg 2}{\pi} \right) = \frac{0,939}{\Delta\nu} \quad (5.9)$$

para la Lorentziana:

$$g(0)_L = \frac{2}{\pi \Delta\nu} = \frac{0.637}{\Delta\nu} \quad (5.10)$$

Como puede verse el pico de la primera excede a la segunda casi en un 50%.

En situaciones reales, ambos tipos de ensanchamiento estarán presente al mismo tiempo. Su combinación da lugar a formas de líneas más complejas que pueden verse en la literatura. Frecuentemente, uno de los dos predomina sobre el otro, y los cálculos aproximados teniendo solo presente el más interno dan resultados casi correctos.

Las líneas espectrales de iones en una malla cristalina se ensanchan por las variaciones del campo eléctrico en que los iones se localizan. Esto es así porque los niveles de energía degenerados de los iones se separan por el campo del cristal. También ocurre ensanchamiento por variaciones del campo debidas a imperfecciones y tensiones en el cristal.

2.6. ABSORCION Y EMISION ESTIMULADA

Anteriormente vimos las leyes que gobernaban las transiciones atómicas de un estado a otro, con emisión o absorción de radiación. Veremos aquí de nuevo las leyes ya vistas y mostraremos cómo se relacionan con teorías físicas ya conocidas. Trataremos de demostrar algunas de las relaciones introducidas antes como artículos de fe y examinaremos algunos detalles omitidos.

Nuestro primer objetivo será mostrar que la existencia de emisión estimulada de radiación y la validez de las relaciones de Einstein son consecuencia de la ley de Plank de radiación del cuerpo negro, de la relación de frecuencias de Bohr y de la ley de Boltzman, que gobierna la distribución de partículas en equilibrio técnico con un baño caliente. Nuestra discusión seguirá las líneas originales de Einstein.

Supongamos la presencia de una colección de átomos idénticos en una cavidad cerrada cuyas paredes se mantienen a la temperatura absoluta T constante. Los átomos están caracterizados por la existencia de una secuencia de niveles de energía E_1, E_2, \dots entre los que son posibles transiciones con emisión o absorción de radiación de la frecuencia determinada por la condición de Bohr.

Se sabe experimentalmente que siempre que existan átomos con energía superior a la mínima posible, podrá ocurrir una emisión espontánea de radiación. Se sabe también que igualmente puede absorberse energía de radiación y que la velocidad de absorción de tal energía es proporcional a la intensidad de la componente espectral de la radiación adecuada. En estricta analogía con el comportamiento de osciladores, y que su velocidad deberá ser proporcional a la densidad de flujo radiante de frecuencia adecuada. Con ello podemos postular que ocurrirán transiciones desde un nivel superior 2 a otro inferior 1 a la velocidad de

$$P_{21} = A_{21} + U\nu B_{21} \quad (6.1)$$

donde $U\nu$ es la densidad de radiación a la frecuencia

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (6.2)$$

y donde A_{21} y B_{21} son constantes características del átomo. Las transiciones del nivel 1 al 2 ocurrirán a la velocidad de

$$P_{12} = U\nu B_{12} \quad (6.3)$$

Pasemos ahora a determinar las constantes A_{21} , B_{21} y B_{12} .

En equilibrio térmico, el número de átomos en cada estado permanece invariable (salvo pequeñas fluctuaciones). Por ello, si N'_j designa el número de átomos en el estado j -simo en equilibrio térmico entonces

$$N'_1 P_{12} = N'_2 P_{21} \quad (6.4)$$

De acuerdo ahora con la ley de distribución de Boltzman, esto es, con

$$N = \frac{N_0 e^{-E_j/KT}}{\sum_i e^{-E_i/KT}}$$

donde E_j era la energía del estado j y N'_j el número de átomos en el estado j , y con (6.2) se obtiene

$$\frac{N'_2}{N'_1} = \frac{e^{(-E_2/KT)}}{e^{(-E_1/KT)}} = e^{-h\nu/KT} \quad (6.5)$$

En lugar de N_2'/N_1' podemos introducir la relación P_{12}/P_{21} obteniéndose que

$$\frac{U\nu B_{12}}{A_{21} + U\nu B_{21}} = e^{-h\nu/KT} \quad (6.6)$$

que resolviendo para $U\nu$ conduce a

$$U\nu = \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{1}{e^{h\nu/KT} - \frac{B_{21}}{B_{12}}} \quad (6.7)$$

El equilibrio térmico se mantiene en el interior de la cavidad por medio de una radiación cuya distribución espectral viene gobernada por la ley de Planck, esto es, por

$$U\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{d\nu}{e^{h\nu/KT} - 1}$$

y como la relación (6.7) habrá de ser consistente con ella, para cualquier valor de T , habra de ser

$$B_{21} = B_{12}$$

y

(6.8)

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{12}$$

con lo que hemos obtenido las relaciones de Einstein para el caso no degenerado. Las fórmulas generales que relacionan las multiplicidades g_1 y g_2 se obtienen fácilmente aplicando la ley de Boltzman en su forma más general (4.10)

En el curso de las anteriores demostraciones, se supuso que en el campo al que estaban sujetos los átomos era del tipo - encontrado en un cuerpo negro. Primero, que era caótico, esto - es sin mostrar preferencia direccional o local. Segundo, que la variación de $U\nu$ con ν era lenta, con lo que en la anchura de línea espectral de una transición atómica, $U\nu$ podía considerarse constante. No es posible suprimir por completo las anteriores - restricciones para la validez de las relaciones de Einstein. No es cierto, por ejemplo, que la velocidad de la emisión estimulada en una cavidad resonante sea proporcional a $U\nu$ en cualquier punto de esta cavidad.

En una situación favorable es posible determinar A_{21} - experimentalmente mediante medidas de las intensidades de las - líneas espectrales y por medidas de las velocidades de caída de fluorescencia. Los coeficientes B son obtenibles por medio de - medidas de absorción.

El cálculo de estos coeficientes a partir de principios básicos se encuentra entre los problemas difíciles de la mecánica cuántica. Los coeficientes B se relacionan con la velocidad de cambio de estado de un átomo sujeto a un campo electromagnético externo. Reflejan la perturbación del átomo por una acción externa que varía con el tiempo; por ello, su cálculo es tema de la teoría de perturbaciones dependientes del tiempo.

2.7. CONDICION UMBRAL EN EL LASER

Una vez vistos, de forma general, los principios básicos que gobiernan las características de una radiación óptica y su interacción primaria con un material, podemos pasar ya al caso concreto de un sistema láser; y para ello, en primer lugar, vamos a hacer un pequeño estudio de la condición umbral que deberá existir para que se produzca acción láser.

El láser, como dispositivo, está compuesto por un par de espejos paralelos entre los que se situa un material que va a amplificar la radiación de una determinada frecuencia. Este dispositivo queda representado esquemáticamente en la fig. 2.6, en la que los espejos reflectores aparecen separados del material activo. La longitud de éste es designada por L , siendo la distan

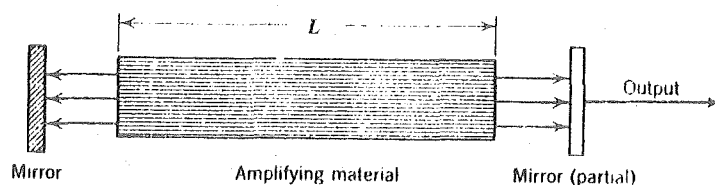


Fig. 2.6

cia óptica entre espejos L' . Cuando los espejos se encuentran adosados a las superficies extremas del material activo, será $L' = \eta L$, donde η es el índice de refracción. Este es el caso de los láseres de rubí. En láseres de gas, el índice de refracción del material es aproximadamente la unidad, pero los espejos suelen situarse fuera del medio activo con lo que $L' > L$.

Al menos uno de los espejos es parcialmente transmisor, con lo que su coeficiente de reflexión será menor que la unidad. Por ello, después de cada reflexión, una parte $(1-r)$ de la intensidad luminosa no será reflejada. r es el coeficiente de reflexión del espejo. Así, si estos coeficientes valen r_1 y r_2 en los espejos, la energía de una onda después de un paso completo entre ellos habrá disminuido en una fracción $r_1 r_2$. Además de estas pérdidas, aparecen normalmente otras, aunque en el caso del rubí, por ejemplo, las de reflexión son las más importantes. En cualquier caso, podemos designar por $e^{-2\gamma}$ la fracción de intensidad que queda en el sistema después de un recorrido completo del mismo. De otra forma, podemos decir que esta cantidad es la fracción de fotones que quedan en el láser después de un recorrido completo. El número γ es positivo y puede considerarse como una medida de las pérdidas en un recorrido simple (esto es, ida o vuelta). Cuando pueden despreciarse todas las pérdidas, a excepción de las de reflexión, se cumplirá $e^{-2\gamma} = r_1 r_2$ y así

$$\gamma = -\frac{1}{2} \log r_1 r_2$$

Podrán mantenerse oscilaciones en el láser, si la amplificación de la radiación a través del medio activo es suficiente como para compensar las pérdidas de energía debidas a otras causas. En cada pasada por el material, la intensidad de la radiación aumenta, según hemos visto, en un factor $e^{\alpha L}$. Por ello, tomando el factor de pérdidas $e^{-\gamma}$ en consideración, la intensidad cambiará de 1 a $F = e^{(\alpha L - \gamma)}$. Cuando F es mayor o igual a 1, se establecerán oscilaciones que se originan a partir de una pequeña perturbación. Cuando F sea menor que 1, se extinguirán. Así, si $\alpha L > \gamma$, la intensidad de la radiación que tenga la frecuencia adecuada, aumentará rápidamente llegando a ser tan grande que las transiciones estimuladas despoblarán rápidamente el nivel supe-

rior y reducirán el valor de α . Con ello vemos que aparece una situación dinámica que en la mayor parte de los láseres da lugar a pulsos en la salida. Si, por otra parte, el nivel de la excitación es tal que αL es menor que γ para todas las frecuencias, la radiación no aumentará en ningún momento.

El umbral de las oscilaciones láser se obtendrá cuando el valor de pico α_m de la curva de amplificación satisfaga la ecuación

$$\alpha_m L = \gamma \quad (7.1)$$

Esta ecuación se denomina condición umbral.

La amplificación en un material láser es una función de la frecuencia ν y de la inversión de población relativa n en el material. Ya vimos que

$$\alpha(\nu) = K(\nu)_0 n \quad (7.2)$$

donde $K(\nu)_0$ es la absorción en el material láser sin excitar y

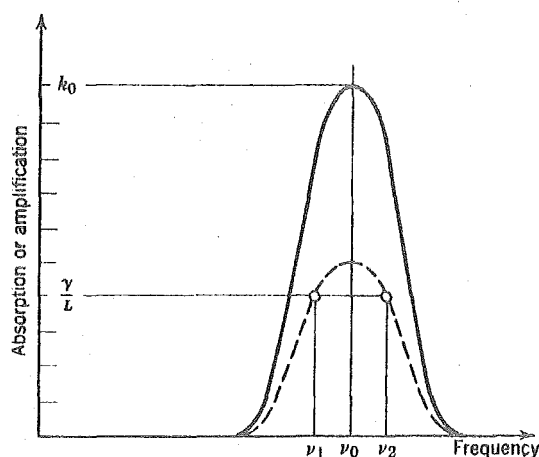
$$n = \frac{1}{N_0} \left(\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 \right) \quad (7.3)$$

Así, un láser de una determinada longitud y reflectividad de los espejos actuará solamente si la inversión de poblaciones es lo suficientemente alta como para asegurar que

$$\alpha_m = n K_0 > \frac{\gamma}{L} \quad (7.4)$$

Cuando esta desigualdad se verifica, el láser trabajará en el intervalo de frecuencia para el que $\alpha(\nu)$ está por encima -

de γ/L . Este intervalo es el mostrado, en la fig. 2.7, entre ν_1 y ν_2 .



Línea continua: absorción del material sin excitar

Línea de trazos: amplificación para $n=0,5$

Fig. 2.7

Una expresión explícita para la inversión de población en el umbral lleva consigo la velocidad de transmisión espontánea entre los niveles láser y la forma de la línea espectral, - así como los parámetros del diseño (γ y L) del láser. Usando la ecuación (3.22), obtenemos, a partir de (7.4)

$$\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 = \frac{\gamma}{L k g(0)} \quad (7.5)$$

De esta ecuación puede obtenerse una consecuencia de carácter general. Ya que la intensidad de la excitación determina la inversión de población y esta, a su vez, tiene que exceder el valor mínimo $\gamma/K_0 L$, es posible un cierto balance entre el coeficiente de reflexión, que determina γ , y la longitud activa, L , - del láser. Cualquier deterioro del reflector habrá de ser compensado con un incremento en la longitud.

Si llamamos ahora $\tau=L'/c$ al tiempo invertido en pasar un fotón por toda la longitud del láser, los fotones viajarán a una velocidad de ida y vuelta de $1/\tau$. Si se tiene un alto número de fotones P_0 , de la definición de γ se obtiene que después de m pasadas, su número será $P_0 e^{-\gamma m}$. De aquí que los fotones que se mueven axialmente en el láser sin excitar, disminuirán en el tiempo de acuerdo con la ley

$$P = P_0 e^{-\gamma t/\tau} \quad (7.6)$$

La vida media de un fotón en el láser será, por ello

$$t_p = \frac{\tau}{\gamma} = \frac{L'}{c\gamma} \quad (7.7)$$

Combinando (7.5) y (7.7) con (3.18), obtenemos

$$\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 = \frac{8\pi\eta^2 v^2}{c^3 g(0)} \frac{g_1}{g_2} \frac{L'}{L} \frac{t_2}{t_p} \quad (7.8)$$

En el caso especial de que los espejos estén situados sobre el material activo, $L'=L\eta$, y así (7.8) pasa a

$$\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 = \frac{8\pi\eta^3 v^2}{c^3 g(0)} \frac{g_1}{g_2} \frac{t_2}{t_p} \quad (7.9)$$

Esta ecuación demuestra claramente que la inversión de población requerida para llegar al umbral es proporcional al cociente entre dos vidas medias: una, característica del material activo t_2 , y otra de la construcción del láser t_p . La ecuación (7.9), que especifica la inversión mínima necesaria para la oscilación láser, se

conoce como "condición de Schawlow-Townes" y frecuentemente aparece en función de otros parámetros. Así, en el trabajo de Schawlow y Townes, es presentada en función de $\Delta\nu$, y para una línea del tipo de Lorentz, queda como

$$\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 = \frac{4\pi^2 n^3 \nu^2 \Delta\nu}{c^3} \frac{g_1}{g_2} \frac{t_2}{t_p} \quad (7.10)$$

Cuando ha sido determinado experimentalmente el pico del coeficiente de absorción, K_0 , del material sin excitar, la inversión de población en el umbral puede calcularse directamente de (7.4). Así:

$$\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 = \frac{N_0 \gamma}{K_0 L} \quad (7.11)$$

Puede ahora resultar instructivo calcular este valor para un caso típico. El valor de K_0 medido para el rubí rosado es $0,28 \text{ cm}^{-1}$; entonces para una varilla de rubí de 10 cm de longitud con espejos en sus extremos de reflectividades $r_1=1,00$ y $r_2=0,96$, tenemos $\gamma=0,02$, de donde

$$n = \frac{0,02}{0,28 \times 10} = 0,0072$$

El nivel láser final en el rubí tiene una multiplicidad $g_1=4$; el nivel inicial es una combinación de dos niveles muy próximos cada uno de ellos con multiplicidad 2. Estos niveles están fuertemente acoplados que para muchos objetivos pueden considerarse como un único nivel de multiplicidad 4. Con esto se obtiene - para el rubí

$$n = \frac{N_2 - N_1}{N_0}$$

Así, en este ejemplo el umbral se alcanza cuando la población del nivel superior excede a la del inferior en un 0,7%. Como la concentración de Cr es de $1,6 \times 10^{19}$ at/cm³, y casi todos los átomos estarán entre el nivel 1 y el 2, estos tendrán aproximadamente 8×10^{18} at/cm³ pero con una diferencia entre ellos de $5,6 \times 10^{16}$ at/cm³.

2.8. EXCITACION OPTICA DEL LASER DE TRES NIVELES

Los trabajos de Maiman, que culminaron con la construcción del láser de rubí, comenzaron con el estudio de las velocidades de transición en el rubí y continuaron con los calculos relativos a la velocidad de excitación necesaria para producir la inversión de población requerida para conseguir acción láser. Revisaremos aquí brevemente los detalles más característicos de estos cálculos ya que el método empleado en ellos es aplicable a muchos otros tipos de láseres.

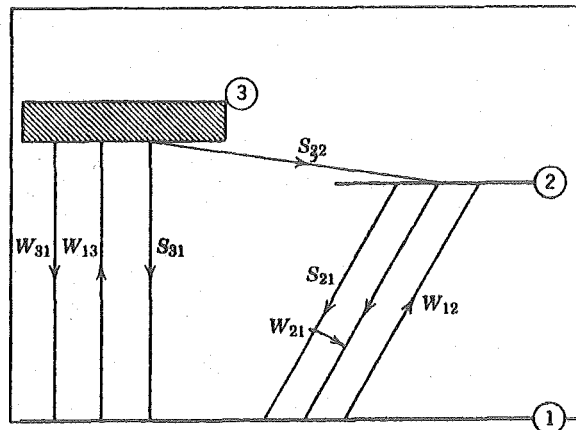


Fig. 2.8

El modelo de niveles de energía simplificado del rubí es el de la figura adjunta que incluye solamente tres de los muchos niveles de energía del mismo. Las velocidades de transición entre estos niveles quedan indicados por las letras S y W, identificando la primera las transiciones espontaneas y la segunda las estimuladas. Recordemos que la principal diferencia entre ambas estriba en que las velocidades S son independientes de la densidad de radiación mientras que las W no lo son. Así, la velocidad W_{13} es la velocidad a la que los átomos o iones en el estado básico son excitados al nivel 3 por medio de la radiación de bombeo incidente absorbida por el rubí. La transición entre la banda

de absorción del rubí (nivel 3) al nivel de partida del láser - tiene lugar sin radiación, pero las transiciones entre el nivel 2 y el nivel básico pueden ocurrir de varias formas. La velocidad de transición espontánea S_{21} incluye la emisión espontánea A_{21} más la velocidad S'_{21} de transiciones sin radiación.

La ocupación de los niveles en un sistema de tres niveles tal como éste, con un total de N_0 átomos viene gobernada por las ecuaciones de velocidades:

$$\begin{aligned}\frac{dN_3}{dt} &= W_{13}N_1 - (W_{31} + S_{31} + S_{32})N_3 \\ \frac{dN_2}{dt} &= W_{12}N_1 - (W_{21} + S_{21})N_2 + S_{32}N_3\end{aligned}\tag{8.1}$$

$$N_0 = N_1 + N_2 + N_3$$

Calculemos la relación de poblaciones N_1/N_2 en estado estacionario, esto es, cuando las derivadas con el tiempo sean cero. En ese caso

$$\begin{aligned}W_{13}N_1 &= W_{13}N_3 + S_{31}N_3 + S_{32}N_3 \\ W_{12}N_1 &= (W_{21} + S_{21})N_2 - S_{32}N_3\end{aligned}\tag{8.2}$$

Eliminando N_3 se obtiene

$$\frac{N_2}{N_1} = \left(\frac{W_{13} S_{32}}{W_{31} + S_{31} + S_{32}} + W_{12} \right) (S_{21} + W_{21})^{-1} \quad (8.3)$$

Los anteriores cálculos pueden ser aplicados a cualquier sistema de tres niveles. Las propiedades especiales del rubí permiten ciertas simplificaciones. Es instructivo aprender como fueron descubiertas estas propiedades y cómo afectan al éxito de la operación láser.

Maiman, antes de intentar la construcción de láseres, midió la razón de cuantos de fluorescencia emitidos en la línea R con el número de cuantos absorbidos del haz excitador. El resultado fue alrededor del 70% que indicaba que la mayor parte de los iones pasaban por el ciclo fluorescente via nivel 2 en lugar de volver directamente al nivel 1 desde el 3 via la transición espontanea, cuya velocidad es S_{31} . Esto puede suceder solamente si S_{32} es mucho mayor que S_{31} de forma que los iones pasarán al nivel 2 antes de que muchos tengan posibilidad de volver al nivel 1 directamente. Además, la transición espontanea del nivel 2 al nivel 1 debe ser preferentemente radiactiva de forma que S_{21} no es mucho mayor que A_{21} . Las medidas de Maiman y otros de la intensidad y la velocidad de caída de la fluorescencia del rubí muestra que $S_{32} \approx 100 S_{31}$, por lo que S_{31} puede omitirse de (8.3). La velocidad de transición S_{21} es del orden de 330/seg para 300°K y alrededor de 230/seg para 77°K y por debajo. La estimación de Maiman para S_{32} es 2×10^7 /seg. Este valor es grande comparado con todas las velocidades de transición, incluyendo la W_{13} obtenible con altas intensidades de bombeo. Como resultado del predominio de S_{32} , el primer término en el parentesis de (8.3) es aproximadamente igual a W_{13} resultando las siguientes ecuaciones aproximadas:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{W_{13} + W_{12}}{S_{21} + W_{21}} \quad (8.4)$$

de aquí

$$\frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1} = \frac{W_{13} + W_{12} - S_{21} - W_{21}}{W_{13} + W_{12} + S_{21} + W_{21}} \quad (8.5)$$

Podemos hacer ahora dos simplificaciones más. Como resultado del alto valor de S_{32} la ocupación del nivel 3 será pequeña comparada con los otros dos niveles. Así $N_1 + N_2 \approx N_0$. Además, la relación de Einstein implica que $W_{12} = W_{21}$. Por todo ello

$$\frac{N_2 - N_1}{N_0} \approx \frac{W_{13} - S_{21}}{W_{13} + S_{21} + 2W_{12}} \quad (8.6)$$

En el caso del rubí, las multiplicidades g_1 y g_2 son iguales y por ello la parte izquierda de (8.6) es la inversión de población relativa n . La condición para alcanzar $n=0$ es por ello $W_{13} = S_{21}$. Físicamente, esto significa que la velocidad a la que suben los átomos al nivel 3 es igual a la velocidad de vuelta espontánea del nivel 2 al nivel 1. Esta velocidad no es suficiente para alcanzar el umbral.

Hasta que se excede el umbral, el nivel de radiación es bajo, por ello $W_{12} \approx 0$. Con esta aproximación adicional tenemos, usando $\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 = \frac{N_0 \gamma}{K_0 L}$ y (8.6)

$$\frac{W_{13}}{S_{21}} \approx \frac{1 + \gamma/K_0 L}{1 - \gamma/K_0 L} \quad (8.7)$$

como condición para mantener un estado estacionario en el umbral. Por ello, la velocidad de excitación para el umbral es de la forma

$$W_{13} = \Gamma S_{21} \quad (8.8)$$

donde

$$\Gamma = \frac{1 + \gamma/K_0 L}{1 - \gamma/K_0 L} \quad (8.9)$$

La condición para absorción cero se obtiene haciendo $\Gamma=1$

Como ya se ha visto, la velocidad de vuelta S_{21} incluye la velocidad de vuelta radiativa espontánea A_{21} y la velocidad de relajación sin radiación S'_{21} . Esta última depende de la temperatura. Esta dependencia tiene en cuenta el hecho de que el valor medido de S_{21} en el rubí rosa es 330 seg^{-1} a temperatura ambiente, pero solamente 230 seg^{-1} para 77°K . La dependencia con la temperatura de las cantidades que intervienen en (8.9) explica porqué la velocidad de excitación requerida para la operación de un láser de rubí incrementa con la temperatura.

Veamos ahora la intensidad de radiación de bombeo necesaria para la excitación de un rubí a un estado de transparencia $n=0$. La velocidad de excitación W_{13} puede relacionarse a la intensidad I de la radiación de bombeo en el rubí. Si, para simplificar, la radiación de bombeo se supone que tenga el carácter de una onda plana, la velocidad a la que se absorbe su energía en un elemento de volumen de sección A y anchura d_x es $IK_p A d_x$, donde K_p es la velocidad de absorción a la frecuencia de bombeo.

Esta cantidad es el producto del número de átomos activos en estado básico por el coeficiente de absorción por átomo; esto es, $K_p = N_1 \sigma_p$. La velocidad a la que los átomos activos ganan energía es $W_{13} N_1 V h \nu_p$, donde V es el volumen y N_1 el número de átomos por elemento de volumen capaz de absorber la radiación de bombeo. Igualando las pérdidas de energía en el haz con la ganancia de energía en el material, tenemos

$$I N_1 \sigma_p = W_{13} N_1 h \nu_p \quad (8.10)$$

de aquí

$$I = \frac{W_{13} h \nu_p}{\sigma_p} \quad (8.11)$$

A fin de obtener una estimación de la irradiación requerida supongamos, como hizo Maiman, que la excitación se realiza preferentemente por la banda verde del tubo de xenon cuya frecuencia se centra alrededor de $5,4 \times 10^{14} \text{ seg}^{-1}$. La energía de un cuanto es, entonces del orden de $3,6 \times 10^{-12} \text{ erg}$. La sección transversal media medida, de la absorción atómica del rubí en la banda verde es $\sigma_p = 10^{-19} \text{ cm}^2$. Así, para $W_{13} = S_{21} = 330 \text{ cm}^{-1}$, tenemos $I = 330 \text{ seg}^{-1} \times 3,6 \times 10^{-12} \text{ erg} \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} = 1200 \text{ W/cm}^2$. Con ello irradiación a razón de 1200 W/cm^2 , aplicada a una rebanada de rubí por una cara, mantendría al rubí en condición de transparencia para la línea R.

Iluminación por medio de una onda plana es un mero artificio matemático. Una configuración más realista es aquella en la que el material se ilumina isotrópicamente por toda su superficie. Además, la fuente de luz que se emplea suele ser un tubo de descarga de respuesta espectral más o menos continua parecida en cierta forma a la radiación del cuerpo negro. Es por ello rea

lista considerar que el cristal láser esté inmerso en una radiación isotrópica de cuerpo negro y determinar la temperatura mínima de la fuente que puede producir inversión de población en un sólido fluorescente de tres niveles.

La velocidad de excitación W_{13} es $u(\nu)B_{13}$. Si identificamos $u(\nu)$ con la densidad de energía espectral de la radiación del cuerpo negro y hacemos uso de las relaciones de Einstein, - obtenemos

$$W_{13} = \frac{g_3}{g_1} \frac{A_{31}}{e^{h\nu/KT} - 1} \quad (8.12)$$

donde $\nu = \nu_{13}$. La condición $W_{13} = S_{21}\Gamma$ puede resolverse para la temperatura mínima de la fuente T_s que es capaz de producir una iluminación adecuada en la banda de absorción verde para mantener la amplificación requerida. El resultado es

$$T_s = \frac{E_3 - E_1}{K \log(1 + g_3 A_{31} / g_1 S_{21} \Gamma)} \quad (8.13)$$

Podemos hacer ahora una estimación aproximada de esta temperatura para producir absorción cero en el rubí, con los siguientes datos de Maiman

$$E_3 - E_1 = 3,6 \times 10^{-12} \text{ erg}$$

$$A_{31} = 3 \times 10^5 \text{ seg}^{-1}$$

$$S_{21} = 330 \text{ seg}^{-1} \text{ (a } 300^\circ\text{K)}$$

Los niveles de importancia tienen las siguientes multiplicidades: $g_1=4$, $g_3=12$. De estos datos se obtiene $T_s=3300^\circ\text{K}$. La temperatura real es considerablemente mayor que ésta ya que se han despreciado muchos factores adversos. A pesar de ello, estos cálculos, que siguen la línea de razonamiento usado por Maiman, indican aproximadamente el orden de magnitud de la temperatura.

Debe hacerse énfasis en que las condiciones anteriores - no implican que el láser de rubí opera en una condición de estado estacionario. Al contrario, el material láser debe pasarse de su condición sin excitar al umbral; las oscilaciones láser comienzan entonces de manera dinámica. En cuanto se excede el umbral, la densidad de radiación crece rápidamente y la velocidad de emisión estimulada resultante pronto sobrepasa la velocidad a la que se da la excitación. Entonces, ya que la inversión de población se hace cada vez menor, puede bajar por debajo del umbral y el láser se extingue momentáneamente. La salida de un láser ordinario de rubí consiste normalmente de tales pulsaciones rápidas.

El método de las ecuaciones de velocidades da solamente una estimación aproximada de los requisitos de potencia del láser de rubí. Es mucho más aplicable a láser de gas y de estado sólido de cuatro niveles, que pueden operar en un régimen continuo con salida de potencia prácticamente constante.

2.9. ONDAS ESTACIONARIAS EN UN LASER

El láser consiste esencialmente en un gran número de amplificadores atómicos colocados entre dos espejos parcialmente reflectantes que obligan a que la radiación viaje adelante y atrás a través del medio amplificador permitiendo que una parte de la radiación emerga como salida. Hasta este punto hemos discutido las propiedades del medio amplificador como si estuviese sin límites. Pasaremos ahora a tomar en cuenta los efectos de los espejos cuya presencia y forma determinará la estructura del campo electromagnético en el interior del láser.

En el análisis más elemental los espejos pueden suponerse planos y con unas dimensiones considerables con respecto a la longitud de onda suponiéndose además que el campo consiste en ondas planas de amplitud uniforme viajando en direcciones perpendiculares a los espejos. Esta imagen sobresimplificada conduce ya a la conclusión de la existencia de ondas estacionarias entre los espejos. Además, revelará el hecho de que ondas reflejadas - varias veces originarán reforzamiento solo si alguna relación - más o menos simple se verifica entre la longitud de onda (o frecuencia) y la longitud de láser.

En el caso más simple, cuando el índice de refracción n no varía entre los espejos, la condición de reforzamiento es que la distancia entre los espejos sea un múltiplo de semilongitudes de onda $\frac{1}{2} \lambda/n$, en el interior del láser. Así

$$n\lambda = 2L \tag{9.1}$$

o en función de la frecuencia

$$\frac{v}{c} = \frac{n}{2L} \tag{9.2}$$

Cuando el camino óptico entre los espejos es inhomogeneo, es conveniente introducir la distancia óptica

$$L' = \int_0^L \eta \, dz \quad (9.3)$$

Se encuentra entonces que (9.1) y (9.2) siguen válidas con el cambio de L por L' . La demostración de este razonamiento se basa en el hecho de que un reforzamiento completo ocurre cuando el cambio total de fase en una vuelta completa a través del láser es un múltiplo entero de 2π . Aparte del cambio de fase de π en cada espejo, el cambio de fase a través del láser es $2 \int_0^L K \, dz$ donde $K=2\pi\eta/\lambda$. Fáciles cálculos conducen a

$$\frac{v}{c} = \frac{n}{2L'} \quad (9.4)$$

Las ondas planas de una frecuencia que satisfagan la anterior ecuación y que estén dirigidas a lo largo del eje (perpendicular a los espejos) pueden llamarse modos axiales del láser. Son análogas a las oscilaciones libres de un oscilador armónico cargado.

Este análisis de onda plana se aplica como aproximación de la situación real más simple que ocurre en un láser de gas con espejos planos. En láseres de gas, los diámetros de los espejos son grandes comparados con la longitud de onda, y la distancia entre espejos es grande comparada con el diámetro de estos. (Ordenes de magnitud típicos de estos elementos son 10^{-6} , 10^{-2} y 1m). No hay contorno óptico en los lados por lo que los rayos dirigidos a ángulos diferentes del eje se pierden. Con esta imagen elemental, y no justificada, podemos concentrarnos en

las ondas cuasiplanas que viajan en dirección axial.

Ya que la condición umbral se cumple solo en un pequeño rango de frecuencias, las oscilaciones laser ocurrirán únicamente para unas pocas frecuencias discretas ν_n que satisfagan (9.4). La diferencia de frecuencias para dos modos axiales consecutivos será

$$\nu_{n+1} - \nu_n = \frac{c}{2L'} \quad (9.5)$$

Estos modos están igualmente espaciados en frecuencia. En un láser típico de gas cuya longitud sea 1m y cuyo índice de refracción sea también la unidad esta separación en frecuencia es $1,5 \times 10^8 \text{ seg}^{-1} = 150 \text{ MHz}$.

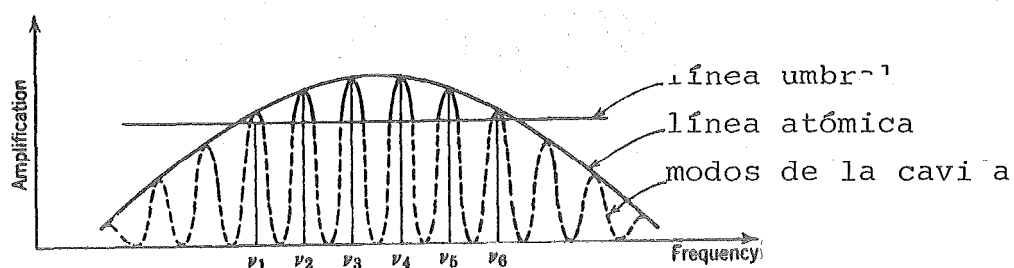


Fig. 2.9

Es interesante hacer notar que esta separación uniforme en las frecuencias posibles no se traduce en algo análogo para las longitudes de onda. Con ellas habrá de verificarse

$$\begin{aligned} n\lambda_1 &= 2L \\ (n+1)\lambda_2 &= 2L \end{aligned} \quad \text{con} \quad \begin{aligned} \Delta\lambda &= \lambda_1 - \lambda_2 \\ \lambda_1\lambda_2 &\approx \lambda^2 \end{aligned} \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$$

que como se ve depende de la longitud de onda en cuestión así como de la longitud de la cavidad.

Los modos consecutivos están así tan próximos que normalmente, varios de ellos podrán aparecer en el rango para el que la excitación sobrepase el umbral. La salida del láser estará entonces compuesta por varias líneas, separadas una de otra por la diferencia de frecuencia $c/2L$. Estas líneas tienen una anchura finita, determinada por las pérdidas del láser como un resonador electromagnético. La interrelación de los factores que determinan el espectro de la salida láser, puede verse en la figura anterior.

Aunque la teoría de una onda plana uniforme predice correctamente la separación de frecuencias de las resonancias principales de un láser, es deficiente por varias razones. La suposición de ondas planas uniformes de sección transversal finita es inconsistente con las leyes básicas de la óptica y el electromagnetismo. Lo que ocurre a los lados no puede ignorarse, especialmente cuando uno se ve forzado a considerar radiación que no progresa de forma estrictamente axial. La radiación fuera del eje es, en su mayor parte, reflejada cuando llega a la superficie de un láser sólido debido a que el material tiene un índice de refracción elevado. Por todo ello, la estructura del campo en el interior del láser se asemeja al de un campo en una cavidad metálica cerrada con algún acoplo externo. La estructura de los láseres de gas es abierta, y de aquí que se presenten efectos de difracción, combinados con efectos de enfoque producidos por los espejos curvos. Ambas teorías, la teoría de una cavidad y la teoría de la difracción de estructuras Fabry-Perot muestran la existencia de modos menos simétricos que los ya conocidos, pero los modos principales en estas teorías tienen la separación de frecuencias calculada en la teoría de la onda plana.

2.10. MODOS DE OSCILACION DE UNA CAVIDAD OPTICA CERRADA

Un láser sólido, como el de rubí por ejemplo, se asemeja a una cavidad cilíndrica alargada con paredes conductoras y superficies finales paralelas. Este parecido es incompleto, sin duda. Parte de la radiación se escapa del cilindro de rubí por lo que no es un espacio completamente cerrado. El hecho de que parte de la radiación se escape por uno de los extremos no crea demasiado problema. Esta pérdida de radiación puede mirarse como una perturbación o como pérdidas en un sistema, de otra forma sin ellos. Puede tomarse de la misma manera que un amortiguamiento en la teoría del oscilador armónico. La radiación puede escaparse también a través de las paredes laterales, ya que de hecho, una reflexión total jamás tendrá lugar.

La radiación escapa únicamente cuando el rayo incide sobre la superficie lateral con un ángulo relativamente pequeño - ya que el rubí tiene un índice de refracción alto. Un rayo que atraviesa en una dirección en que no sea totalmente reflejado - en las paredes no es interesante en teoría del láser ya que solamente una fracción muy pequeña de la energía radiativa estará - en dichos rayos. La mayor parte de la radiación estimulada se encontrará en campos que se propaguen en la dirección axial o próximos a ellos. Por ello, con el fin de describir los modos de la radiación estimulada haremos uso de una cavidad con paredes conductoras como primera aproximación.

A fin de obtener ahora las configuraciones del campo electromagnético en una cavidad tendríamos que ir ahora a las ecuaciones de Maxwell y resolverlas para las condiciones de contorno correspondientes. Eso quedaría fuera de lo que aquí tratamos y puede verse en cualquier libro de campos. Únicamente recordaremos los puntos fundamentales de la teoría, y que nos servirán para ciertos problemas de los modos láser.

Sea $\omega = 2\pi\nu$ la frecuencia angular y $K = \omega\eta/c$ el correspondiente número de onda.

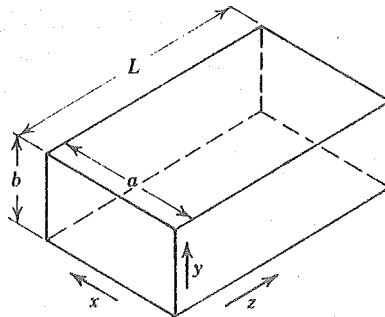
Las soluciones para una cavidad pueden representarse como sumas de términos derivados de potenciales vectores cuya dependencia con el tiempo y las coordenadas es de la forma

$$e^{i(K_1x + K_2y + K_3z - \omega t)} \quad (10.1)$$

donde

$$K_1^2 + K_2^2 + K_3^2 = K^2 \quad (10.2)$$

Las condiciones de contorno restringen los valores de K_i ya que la componente tangencial del campo ha de ser nula en las paredes. En el caso de la figura, expresiones como la (10.2)



se combinan para dar variaciones sinusoidales del campo eléctrico con las coordenadas. Las condiciones de contorno dan así:

$$K_1 a = l\pi \quad K_2 b = m\pi \quad K_3 L = n\pi \quad l, m, n = \text{enteros}$$

Normalmente a y b son iguales y L es mucho mayor. El eje z , tomado en la dirección de mayor dimensión es el eje longitudinal y el plano $z = \text{cte}$, plano transversal.

Los modos, recordemos, podían ser modos eléctricos transversales (TE) o magnéticos transversales y en ellos el campo eléctrico (o magnético, respectivamente) sería tal que $E_z = 0$ (o $H_z = 0$). Todas las oscilaciones posibles de la cavidad podrían representarse como sumas de modos TE y TM. Una onda electromagnética transversal describirá a una onda plana ya que en ella $E_z = H_z = 0$ y serán modos TEM.

Los diferentes modos de una cavidad rectangular se identifican por su tipo y por los índices l, m, n . Como ejemplo el TE más sencillo, tiene un campo

$$E_x = 0 \quad E_y = \text{sen} \frac{\pi x}{a} \text{ sen} \frac{n\pi z}{L} \quad E_z = 0 \quad \text{y es el TE}_{10n}$$

El general TE_{lmn} , polarizado a lo largo del eje y es el

$$E_x = 0 \quad E_y = \text{sen} \frac{l\pi x}{a} \cos \frac{m\pi y}{b} \text{ sen} \frac{n\pi z}{L} \quad E_z = 0$$

Cuando el resonador es un cilindro circular de radio r y longitud L , la forma exponencial de dependencia del campo anterior, pasa a depender de funciones cilíndricas. En lugar de (10.2) se obtiene

$$K^2 + K_3^2 = K^2 \quad (10.3)$$

donde K_3 y K tienen el mismo significado que antes. La constante

K gobierna la variación del campo electromagnético en el plano transversal. Combinando las condiciones de contorno se obtiene (vease cualquier libro de Campos)

$$\left(\frac{P_{lm}}{r}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = K^2 \quad (10.4)$$

donde P_{lm} es la raíz m -sima de la función de Bessel de orden l en el caso de ondas TM, y la raíz m -sima de la derivada de la misma función para ondas TE. El número l indica el número de líneas nodales radiales; $m-1$ es el número de círculos en la sección transversal y $n-1$ es el número de planos nodales entre las superficies extremas.

En microondas, el énfasis está en encontrar los modos oscilantes de menor orden de un resonador; esto es, los menores valores de $K(yv)$ consistentes con las dimensiones de la cavidad. En teoría de láser se buscan los modos axiales en un rango de frecuencia que permite un gran número de modos ya que se encuentran órdenes de magnitud por encima de las frecuencias de los modos de menor orden. Por modos axiales, o aproximadamente axiales, se entienden aquellos modos cuyas configuraciones del campo transversal contiene pocas, si algunas, líneas nodales. Para estos modos l y m son enteros pequeños. El número n por otra parte, es muy grande, variando en situaciones prácticas entre 10^4 y 10^6 . Los números P_{lm} introducidos antes, están entre 2 y 20 cuando l y m son enteros pequeños. Por ello el primer término en (10.4) es muy pequeño comparado con el segundo por lo que la frecuencia calculada despreciando P_{lm} es casi la frecuencia correcta. De hecho, despreciando P_{lm} se llega a una situación equivalente a la introducción de la onda plana de la sección anterior, ya que para $P_{lm} = 0$, la (10.4) se reduce a $n\pi/L = K$, que es equivalente a

$$\frac{v}{c} = \frac{n}{2L\eta}.$$

En teoría electromagnética puede demostrarse que los modos de una cavidad son ortogonales entre sí, en terminología matemática. Fisicamente, esto significa que las oscilaciones electromagnéticas pueden ser excitadas en uno cualquiera de estos modos sin excitar a los otros. Idealmente, no hay interacción entre oscilaciones de diferentes modos. Este aislamiento es cierto únicamente en el caso ideal de que las paredes de la cavidad sean infinitamente conductores y tengan exactamente la forma geométrica postulada. Separaciones de estas condiciones ideales, o inclusión de un medio polarizable en la cavidad, pueden dar lugar a acoplo entre los modos, esto es, en transferencia de energía de un modo de oscilación a otro.

En el láser, la situación se dispone de forma que las condiciones ideales se mantienen solo para unos pocos modos. La cavidad se hace deliberadamente imperfecta (llena de pérdidas) - para los modos no deseados. Los modos favorecidos por el experimentador son aquellos que poseen la simetría axial mayor, esto es, los mínimos valores de l y m . Dados l y m , tenemos una configuraación de modos transversales fijada. Hay todavía un cierto número de valores de n para los que (10.4) da una frecuencia dentro del rango en el que el láser amplifica. Las frecuencias de estas oscilaciones, que pertenecen a una configuración transversal fija, son (aproximadamente) equidistantes, siendo la diferencia entre frecuencias adyacentes igual a $c/2L\eta$, o sea, el valor calculado de la teoría de ondas estacionarias vista antes. Este resultado se obtienen como sigue: Sean l y m fijos, y sea K_0 el número de onda que satisface

$$\frac{p_{lm}^2}{r} + \frac{n^2 \pi^2}{L^2} = K_0^2 \quad (10.5)$$

para algún valor de n . Hagamos también que K_1 satisfaga

$$\left(\frac{P_{em}}{r}\right)^2 + \left(\frac{(n+1)\pi}{L}\right)^2 = K_1^2 \quad (10.6)$$

Que restados dan

$$K_1^2 - K_0^2 = \frac{(2n+1)\pi^2}{L^2} \quad (10.7)$$

y que pueden ponerse en la forma

$$K_1 - K_0 = \frac{(2n+1)\pi^2}{(K_1 + K_0)L^2} \quad (10.8)$$

Como se vió antes, la diferencia entre K_1 y K_0 es pequeña por lo que pueden tomarse ambas como aproximadamente iguales a $n\pi/L$. - Reemplazando entonces $\frac{1}{2}(K_1 + K_0)$ por $n\pi/L$, y despreciando el 1 frente a 2π se obtiene

$$K_1 - K_0 \approx \frac{\pi}{L} \quad (10.9)$$

introduciendo la frecuencia por medio de $K=2\pi\nu\eta/c$, se obtiene para la diferencia entre las frecuencias de modos adyantes

$$\nu_1 - \nu_0 = \frac{c}{2L\eta} \quad (10.10)$$

resultado que como se ve no depende de η ni del tipo de modo, pero es válido únicamente cuando se comparan modos de la misma configuración transversal. La diferencia de frecuencias entre modos de diferentes tipos, podría demostrarse que dependería de las diferencias entre sus p 's.

De hecho, el láser sólido no es una caja de paredes conductoras. Es un resonador dieléctrico con condiciones de contorno apropiadas para la interfase aire-dieléctrico. La aplicación de estas condiciones de contorno en la superficie de un cilindro conduce a distribuciones del campo algo más complicadas que las obtenidas para una cavidad cilíndrica con paredes conductoras.

Pero a pesar de toda la ecuación que determina las frecuencias resonantes es siempre de la forma (10.3). La diferencia esencial entre el cilindro dieléctrico y la cavidad conductora es que en el último caso los valores posibles de K vienen determinados por las soluciones de $J_e(K_r)=0$ y $J'_e(K_r)=0$, mientras que en el caso dieléctrico son más complejas. Aunque los valores de K calculados en ese caso son diferentes, no afecta mucho en lo que se refiere a las frecuencias láser. Hemos ya encontrado que la separación de frecuencias es independiente de K . La diferencia entre frecuencias adyacentes es, desde luego, diferente pero de hecho esto no tiene mucho significado práctico.

Pasemos a otro punto. Hemos dicho repetidamente que el número de oscilaciones posibles en una estructura láser es muy grande. Parece ahora propio explicar qué se quería decir con tal expresión y dar alguna información cuantitativa relacionada con la densidad de modos. Cuando se discute el número de posibles oscilaciones electromagnéticas en una cavidad, ha de hacerse referencia siempre al rango de frecuencia ya que cada cavidad tiene una frecuencia característica mínima y a partir de ella una secuencia ilimitada de otras frecuencias características. La cuestión ahora es ver cuantas de ellas caerán dentro del rango prescrito de frecuencias. En muchos libros elementales de E&M puede verse que, dado un volumen cúbico de lado a con paredes perfectamente reflectantes, lleno de un material de índice de refracción n el número de oscilaciones electromagnéticas de frecuencia no superior a ν viene dada por la ecuación

$$P(\nu) = \frac{8\pi\nu^3 \eta^3 a^3}{3c^3} \quad (10.11)$$

de aquí que la densidad de modos por unidad de volumen y por unidad de intervalo de frecuencia es

$$p(\nu) = \frac{1}{a^3} \frac{dP}{d\nu} = \frac{8\pi\nu^2 \eta^3}{c^3} = \frac{8\pi}{\lambda^3 \nu} \quad (10.12)$$

Esta expresión juega un papel muy importante en la conexión de las velocidades de emisión estimulada y espontánea. La segunda relación de Einstein puede escribirse así

$$A_{nm} = h\nu p(\nu) B_{nm} \quad (10.13)$$

La frecuencia de la radiación del rubí es $\nu = 4,3 \times 10^{14} \text{ seg}^{-1}$. La correspondiente longitud de onda es ($n=1,76$) $\lambda = 4.0 \times 10^{-5} \text{ cm}$; así, la densidad de modos en esta región espectral, calculada de (10.12) es aproximadamente $0,9 \text{ seg/cm}^3$. Así, contando todos los modos posibles en un cubo de 1cm de rubí, estos están separados menos de 1Hz en el rango espectral de interés. Una anchura de línea de $0,1 \text{ Å}$ corresponde a una dispersión relativa de frecuencia de alrededor de una parte en 70000 y por ello, a una dispersión de frecuencia de alrededor de $6 \times 10^9 \text{ Hz}$. Claramente, un rango así de frecuencias contiene un gran número de modos. Solamente una pequeña fracción de ellos estarán en un estrecho cono alrededor del eje longitudinal del láser, actuando este como un generador para estos agraciados modos.

2.11. RELACION ENTRE LA ESTRUCTURA DE MODOS Y LA SALIDA DEL LASER

Las características esenciales de un láser, según hemos visto hasta aquí, son las siguientes: es una estructura amplificadora dentro de un estrecho margen de frecuencias determinado por la condición umbral. La amplificación es dependiente de la frecuencia y la forma de la curva de amplificación viene determinada por la forma de la línea espectral. Es también una estructura resonante con muchos modos posibles de oscilación, cuyas frecuencias características se encuentran muy próximas entre si. En general, la región de amplificación del material láser contiene un gran número de frecuencias características de la estructura resonante.

El láser, como estructura resonante, se caracteriza por sus modos de oscilación que quedan tipificados por las configuraciones estables del campo de una cavidad cerrada. Cada modo del láser puede describirse geoméricamente por el campo eléctrico incidente sobre una de las superficies terminales y por el número de superficies nodales transversales entre los espejos del láser. La caracterización física de un modo envuelve, en adición a los parametros físicos, la especificación de la velocidad de amortiguamiento del modo.

En la descripción geométrica que nos hemos tomado, nos hemos referido sobre todo a la distribución de amplitud, fase y polarización en una sección transversal típica del láser, o sobre uno de sus espejos. Esta distribución en el plano transversal, o sobre superficie similar, se denomina distribución de modo transversal. El número de superficies nodales transversales es proporcional a la longitud del láser. Este número, junto con la distribución de modo transversal, determina la frecuencia característica de la oscilación resonante. Así, en general, el láser es un resonador electromagnético altamente degenerado.

Como en todos los problemas de funciones y valores propios degenerados, en física matemática, solo los valores propios (las frecuencias características aquí) quedan únicamente determinados. Las funciones propias (modos) no lo son, ya que todas las combinaciones lineales de funciones propias que pertenecen al mismo valor propio son funciones propias igualmente válidas. En láseres, por ejemplo, podemos combinar dos modos, uno con polarización vertical y otro con horizontal y obtener nuevos modos de la misma frecuencia. En un láser de sección transversal circular o cuadrada modos transversales que difieran solo en el papel de los ejes x e y tendrán iguales frecuencias de resonancia y pueden combinarse en nuevos modos.

En una cavidad electromagnética perfecta cada modo oscilante es independiente de los demás (ortogonalidad) y cada oscilación está libre de pérdidas, esto es, no está amortiguada. En la realidad, existirá un cierto acoplo entre los diferentes modos y cada uno de ellos tendrá su propio amortiguamiento finito. Esta velocidad de amortiguamiento se describe en función del Q de la oscilación. La velocidad de pérdidas es proporcional a $1/Q$. Así, unos modos se comportarán diferentes de otros. Los modos axiales, esto es, los modos con un alto grado de simetría alrededor del eje del láser, tienen un Q mucho mayor que los otros.

Cada modo excitado en el interior de la cavidad láser, contribuye al haz total. Por ello, si se excitan modos de diferentes frecuencias, la salida del láser no será monocromática. La distribución direccional de la radiación emitida es característica de cada modo y del acoplo del modo con el exterior. Los modos axiales radiarán en un haz simétrico centrado alrededor del eje del láser. Modos no axiales radiarán en un cierto ángulo con respecto al eje. Un láser cilíndrico de simetría perfecta produce una radiación de campo lejano que será un punto central rodeado por un cierto número de anillos. El punto central consta de la radiación emitida por los modos axiales y los modos no axiales -

originan los anillos. Cuando se desea obtener la máxima potencia en un haz concentrado y monocromático, los modos no axiales se tratará de suprimirlos deliberadamente.

El hecho de que el láser es una estructura resonante hace necesario reexaminar las leyes de absorción y emisión estimulada a fin de que puedan aplicarse a sistemas atómicos en una cavidad resonante. Designemos a los modos de la cavidad de alguna forma y sea, por ejemplo i el índice que identifica el modo. Designemos además con n_i el número de fotones en el modo i . La teoría cuántica de la radiación conducirá al siguiente resultado:

La velocidad con que un átomo en una cavidad absorbe un fotón en el modo i con un incremento de energía interna desde E_1 a E_2 , es proporcional a:

$$n_i \delta(E_2 - E_1 - h\nu_i) \quad \delta(x) = \text{delta de Dirac}$$

La velocidad a la que el campo gana un fotón en el modo i con una correspondiente pérdida de energía por el átomo es proporcional a

$$(n_i + 1) \delta(E_2 - E_1 - h\nu_i)$$

Esta teoría tiene en cuenta la emisión espontánea, ya que tiene lugar emisión en cada modo disponible con probabilidad igual cuando $n_i = 0$ para todas las i 's. La velocidad de emisión espontánea es proporcional al número total de modos disponibles. En el caso de una cavidad larga, este número viene dado por $p(\nu) = 8\pi/\lambda^3 \nu$. Se obtiene rápidamente que la razón de emisión espontánea a estimulada debe ser igual a la densidad de modos por la energía de un cuanto ($h\nu$), resultado en concordancia con la relación de Einstein $A_{nm} = \frac{8\pi h \nu^3 n^3}{c^3} B_{nm}$ vista anteriormente.

El resultado fundamental de la teoría que necesitamos aquí es que la emisión estimulada en cada modo tiene lugar a una velocidad proporcional a la densidad de radiación en ese modo. Como consecuencia, el láser operará con cada modo alimentado separadamente sobre la inversión de población disponible. El número de fotones en un modo particular crecerá si la condición umbral se satisface para ese modo particular. Ya que modos diferentes difieren en su frecuencia de resonancia y factor de pérdidas, solo modos seleccionados alcanzan el umbral. Primero, la frecuencia resonante del modo debe encontrarse en el interior de la región donde la curva de amplificación es positiva. Segundo, la condición umbral debe satisfacerse para el modo en cuestión. La condición de umbral general, $\alpha = \gamma/L$, puede expresarse en términos de la vida media del fotón t_p , así:

$$\alpha = \frac{1}{ct_p} \frac{L'}{L} \quad (11.1)$$

donde L' es la distancia óptica entre los espejos. Cada modo tiene su propia vida media de fotón t_{pi} , que se relaciona al Q del modo por la expresión

$$Q_i = 2\pi\nu_i t_{pi} \quad (11.2)$$

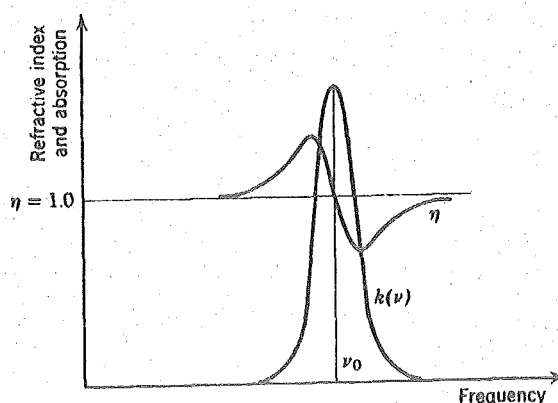
Por ello, la condición umbral para el modo i -ésimo es

$$\alpha(\nu) = \frac{2\pi\nu}{Q_i} \frac{L'}{L} = \frac{2\pi}{\lambda Q_i} \frac{L'}{L} \quad (11.3)$$

A fin de concentrar la mayor parte de la energía disponible en unos pocos modos, se diseña el láser de forma que solo el Q de unos pocos sea grande. La operación láser tendrá lugar solamente

a unas pocas frecuencias seleccionadas. Esta situación es la que se vio anteriormente (fig. 2.9) donde la anchura de línea atómica es mucho mayor que la anchura de línea de los modos axiales mostrados en ella.

Las frecuencias de salida en dicha figura aparecían como equidistantes. Según se mostró en secciones anteriores, los modos axiales de mayor orden en una cavidad pasiva se comportaban así. Pero una observación más cuidadosa de las frecuencias que intervienen muestra que se encuentran desplazadas hacia la frecuencia central de la línea atómica y que la constancia de la diferencia de frecuencias es solo aproximada. La razón para estas anomalías es el hecho de que el láser no es una cavidad pasiva. Cuando ocurre una absorción o una amplificación de importancia, el índice de refracción η deja de ser constante variando rápidamente en la vecindad del pico de absorción o de amplificación.



Esta variación es bien conocida de los estudios de dispersión y es enteramente análoga a la variación de la fase de la respuesta según que la frecuencia conductora de un oscilador barra alrededor de la frecuencia de resonancia. La relación grafica entre la variación de la fase de la respuesta según que la frecuencia con

variación de $\eta-1$ y $K(\nu)$ es la mostrada en la figura. Cuando la absorción se reemplaza por la amplificación, el signo de la curva $\eta-1$ cambia. En este caso, la curva $\eta(\nu)$ cae en la inmediata vecindad de ν_0 a una velocidad inversamente proporcional a la anchura de línea. La relación matemática que conecta el índice de refracción con la absorción es la relación de Kramers-Kronig. Con su ayuda, Bennett ha demostrado que en el caso de una línea atómica del tipo de Lorentz de frecuencia central ν_a y anchura de línea $\Delta\nu_a$, la frecuencia real de oscilación de un modo es

$$\nu' = \frac{\nu_c \Delta\nu_a + \nu_a \Delta\nu_c}{\Delta\nu_a + \Delta\nu_c} \quad (11.4)$$

donde ν_c es la frecuencia del pico del modo y $\Delta\nu_c$ la anchura de línea del modo en la cavidad pasiva. Cuando los picos de las líneas de la cavidad y atómica coinciden, se cumplirá que

$$\nu' = \nu_c = \nu_a$$

En cualquier otro caso ν' estará entre ν_c y ν_a .
En cualquier caso

$$\nu' - \nu_c = \frac{(\nu_a - \nu_c) \Delta\nu_c}{\Delta\nu_a + \Delta\nu_c} \quad (11.5)$$

y ya que $\Delta\nu_a \gg \Delta\nu_c$ tenemos aproximadamente

$$\nu' - \nu_c = (\nu_a - \nu_c) \frac{\Delta\nu_c}{\Delta\nu_a} \quad (11.6)$$

Esta relación se satisface aproximadamente aún cuando la forma de la línea se separa de la forma Lorentziana. El desplazamiento de la salida del láser desde el modo de la cavidad pasiva hacia el centro de la línea atómica se denomina "tirado de modo" (mode pulling).

2.12. TEORIA DE LA DIFRACCION DEL INTERFEROMETRO FABRY-PEROT PLANO

La teoría de la cavidad que hemos visto sirve como base para una primera orientación y da soluciones adecuadas para los láseres de estado sólido con índices de refracción relativamente altos. Pero no es aplicable a láseres de gas en los que la estructura es abierta y está formada por un par de espejos planos o curvados colocados en los extremos de una columna amplificadora. En un caso típico, un par de espejos planos circulares de 2 cm de diámetro pueden distar entre sí más de 1 m uno de otro. Y en una situación de este tipo las pérdidas por difracción ya no son despreciables; de hecho, pueden ser un factor muy importante en la determinación de la distribución de energía en el interferómetro durante la oscilación. Para que entonces tengan lugar oscilaciones láser, las pérdidas totales en potencia en dispersiones, difracciones y reflexiones no perfectas en los espejos habrán de ser compensadas con la ganancia de potencia en el medio activo. En presencia de modos ortogonales o desacoplados, la condición umbral habrá de ser satisfecha por cada modo para que puedan aparecer las oscilaciones.

Los espejos paralelos y parcialmente transparentes forman un interferómetro Fabry-Perot. Cuando un instrumento de este tipo opera como dispositivo pasivo, con ondas uniformes suministradas desde el interior, los campos internos pueden ser también ondas planas uniformes. En un láser, sin embargo, en el que la potencia proviene únicamente del interior del interferómetro, las pérdidas de potencia de los "bordes" de la onda por difracción originarán una marcada diferenciación de la uniformidad.

Habrán de estudiarse así cuáles serán los modos del interferómetro Fabry-Perot. Y estos modos pueden definirse y discutirse en función de configuraciones auto-reproductoras sobre las superficies de los reflectores. Una configuración de campo

se denomina auto-reproductora o un modo transversal si, después de propagarse de un reflector a otro y volver, el campo retorna a la misma fase y amplitud inicial; esto es, la función que representa a la amplitud compleja en el reflector se multiplica por un número complejo fijo que da el desplazamiento de fase total y las pérdidas de un recorrido completo. Para cada uno de tales modos transversales hay una serie de modos longitudinales para los que el desplazamiento de fase total en un recorrido de ida y vuelta es un múltiplo de 360° .

Es instructivo mirar al problema de encontrar los modos estables o auto-reproductores en un resonador Fabry-Perot de la siguiente manera: en tanto en lo que se refiere a la difracción, el resonador Fabry-Perot compuesto de un par de espejos paralelos es equivalente a una serie infinita de aperturas separadas a distancias iguales a la separación entre espejos. Tales estructuras equivalentes son las mostradas en la Fig. 2.10. A fin de tener en cuenta las pérdidas de reflexión en los espejos, podemos suponer que cada una de estas aperturas contiene un filtro

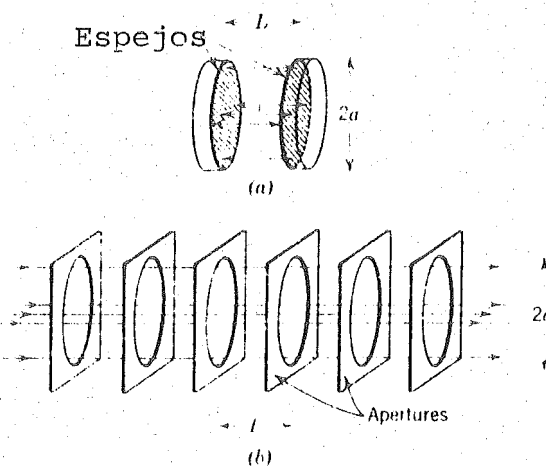


Fig. 2.10

atenuador que reduce la amplitud de la radiación en la cantidad requerida.

En esta línea de transmisión o "guia-onda de haz", un modo auto-reproductor es una distribución de campo óptico que pasa a través de la misma de una forma estacionaria. Puede ser atenuado pero no modificado de otra forma. Una onda plana uniforme no puede, evidentemente, realizar esto ya que por difracción cambia según puede verse en la parte izquierda de la Fig. 2.11. Después del paso por la primera apertura aparecen varios lóbulos de difracción. Solo pasa la segunda, el mayor; pero su distribución de energía deja de ser uniforme de igual forma que las superficies de igual fase dejan de ser planos después de pasar por la primera apertura. Parece claro intuitivamente que varias pasadas por una larga serie de aperturas modificarán la distribución de amplitudes y fases de forma que estas se vean cada vez menos afectadas por las mismas. Al final, si algo de luz llega a pasar por todas, su fase y amplitud habrá de estar distribuida de forma que quede inalterada por las mismas. Este desarrollo intuitivo es el que puede verse en la parte derecha de la Fig. 2.11. Los cálculos demuestran que este razonamiento intuitivo es correcto. Y muestran también que una distribución simétrica no es el único modo auto-reproductor: exis

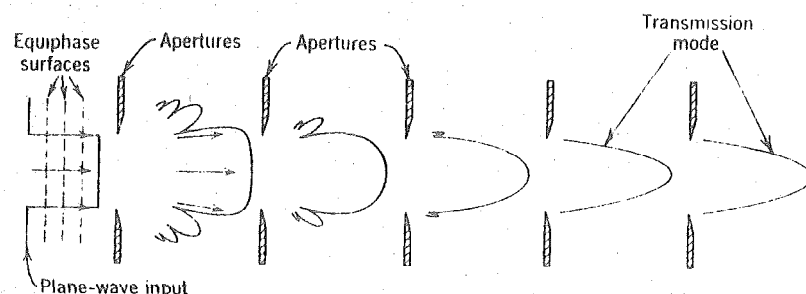


Fig. 2.11

ten muchos otros' (matemáticamente, infinitos). Todos ellos son las soluciones de una ecuación integral cuyos valores propios - determinan las pérdidas por difracción en estos modos. Aquellos interesados en el tema pueden leer el artículo clásico de Fox y Li en el que se desarrolló toda la teoría del tema. Aquí nos limitaremos a dar unas breves ideas del método y sintetizaremos los resultados.

La base de los cálculos es el principio de Huygens-Fresnel que permite calcular la distribución de amplitud y fase de la radiación en una apertura a partir de la amplitud y fase en la precedente. Sea $u_1(x_1, y_1)$ la función compleja que describe esa amplitud y la fase en una apertura. Entonces, de acuerdo con el principio de Huygens-Fresnel, la función $u_2(x_2, y_2)$ que describe la amplitud y la fase en la siguiente apertura, viene dada - por la integral de Kirchhoff.

$$u_2(x_2, y_2) = \frac{ik}{4\pi} \int_{\sigma_1} (1 + \cos \theta) \frac{e^{ikR}}{R} u_1(x_1, y_1) dx_1 dy_1. \quad (12.1)$$

donde $K=2\pi/\lambda$, R es la distancia entre los puntos $P_1(x_1, y_1, 0)$ y $P_2(x_2, y_2, 0)$, y θ es el ángulo comprendido entre la línea P_1P_2 y el eje z . La integración se extiende a toda la apertura σ_1 .

Una distribución $v(x, y)$ se denomina auto-reproductora si haciendo u_1 igual a v da lugar a $u_2 = \gamma v$ donde γ es una constante compleja. Esto significa que la distribución original se reproduce, con la única diferencia de un desplazamiento uniforme de fase y una reducción uniforme en la amplitud. Si escribimos $\gamma = \exp(\alpha + i\beta)$, el número α será una medida de la reducción en amplitud y β una medida del desplazamiento de fase. La determinación de la distribución auto-reproductora requiere así la solución de la ecuación integral homogénea.

$$v(P) = \gamma \int_{\sigma_1} K(P, P') v(P') dP' \quad (12.2)$$

cuyo kernel viene dado por

$$K = \frac{ik}{4\pi} \frac{e^{ikR}}{R} (1 + \cos \theta) \quad (12.3)$$

Este kernel es simétrico ya que R y $\cos \theta$ son simétricos en (x_1, y_1) y (x_2, y_2) . La solución de la ecuación integral requiere la introducción de coordenadas apropiadas a la simetría de la apertura y un desarrollo del kernel, teniendo en cuenta los órdenes de magnitud de la longitud de onda, las dimensiones de la apertura y la distancia L entre aperturas.

No existen soluciones analíticas completas para la ecuación integral anterior, pero si existe, en cambio, una considerable información referente a la naturaleza de las soluciones. En el caso de aperturas rectangulares, que han sido estudiadas con gran detalle, más por conveniencia matemática que por importancia física, las variables pueden separarse y la solución representarse en la forma de un producto $v(x, y) = v_1(x)v_2(y)$. Para espejos circulares la solución toma la forma $v(r, \phi) = R_n(r)e^{-in\phi}$, donde n es un entero. Las soluciones se clasifican análogamente a los modos en las guías-onda por sus líneas nodales, esto es, por las líneas que dividen a la apertura en regiones de fase opuesta. Algunos de estos modos, aplicables a los láseres con espejos cuadrados y circulares, se representan en la Fig. 2.12. Los modos dominantes o TEM_{00} , no tienen líneas nodales, esto es, no aparece cambio de fase sobre la apertura. En el caso del modo TEM_{10} , sin embargo, la apertura aparece dividida en mitades antisimétricas, como puede verse en la figura. Para espejos circulares el modo TEM_{mn} tiene m líneas nodales por el origen y n círculos nodales concéntricos en la apertura. Solamente se muestra en las figuras las polarizaciones verticales, pero las polarizaciones horizontales son naturalmente también posibles y de igual forma, combinaciones de los modos polarizados vertical y hori-

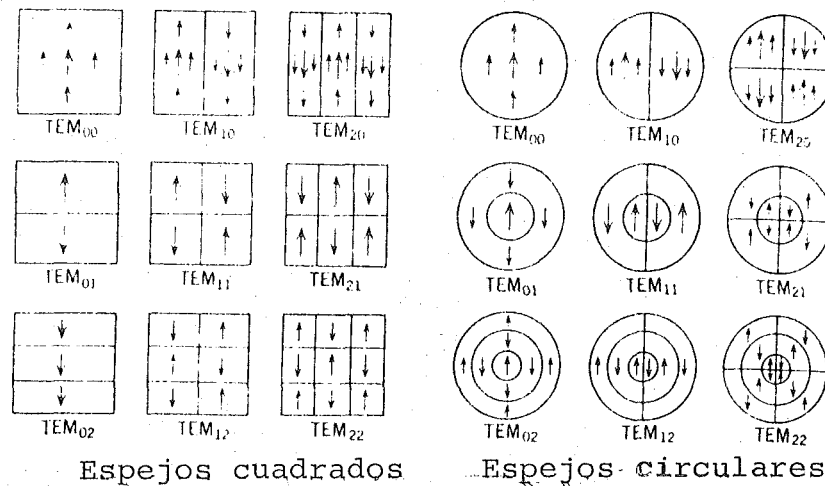


Fig. 2.12

zontalmente.

Fox y Li calcularon numéricamente los modos más importantes para una gran variedad de tipos de espejos, incluyendo los espejos planos circulares que son a los que nos restringiremos aquí. La solución se obtuvo por iteración comenzando con una distribución de la simetría apropiada. La distribución de amplitud y fase del modo dominante TEM_{00} se obtuvo comenzando con la función $u_1=1$, calculando las distribuciones subsecuentes por aplicación repetida de (12.1), y renormalizando la amplitud de pico de cada uno antes de la iteración siguiente. Los resultados de estos cálculos se muestran en la Fig. 2.13. Las dimensiones reales de los espejos no son importantes; el único parámetro de interés es el número de Fresnel $N=a^2/\lambda L$ donde a es el radio del espejo circular y L la distancia entre los espejos.

El papel del número de Fresnel está basado en la ley de similitud de la difracción. Esta ley establece que las figuras de difracción originadas por dos objetos serán similares geométricamente si la cantidad $x^2/L\lambda$ es la misma para ambos objetos. Aquí x es una dimensión lineal arbitraria del objeto y L la dis

tancia a la pantalla. Fisicamente, esto significa que ambos objetos, cuando se observan desde sus pantallas, contienen el mismo número de zonas de Fresnel. Las ondulaciones mostradas en las curvas de la Fig. 2.13 están relacionadas con el número de zonas

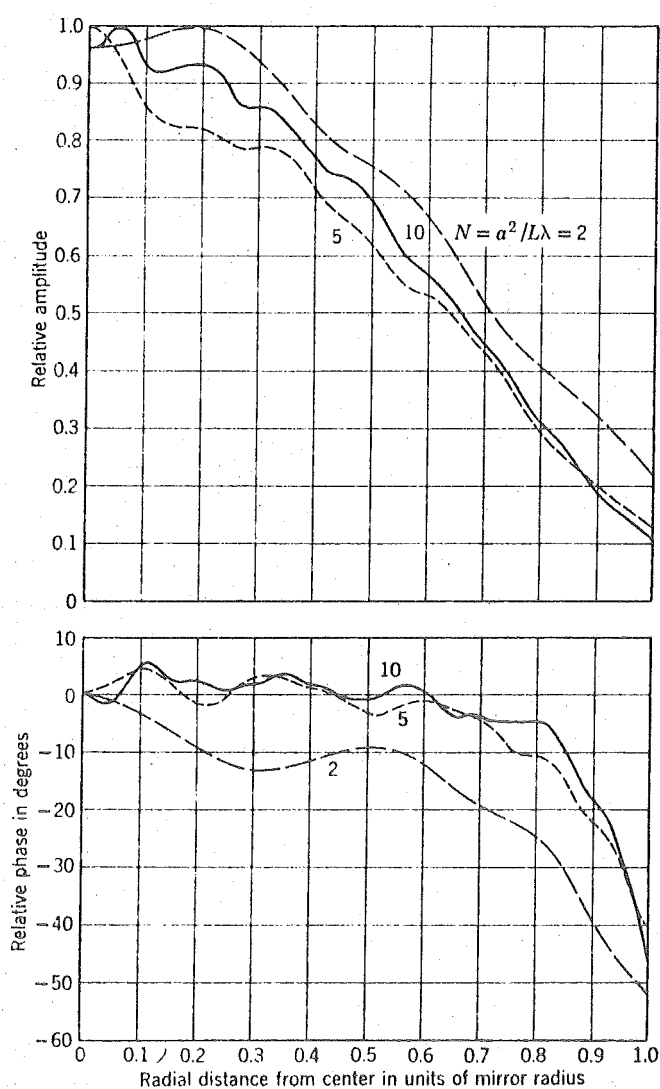


Fig. 2.13

de Fresnel en el problema de la difracción. Fox y Li obtuvieron también algunas distribuciones no simétricas interesantes y para

diversas geometrias calcularon las pérdidas de difracción asociadas con sus modos en función del número N . En la Fig. 2.14 reproducimos los datos de las pérdidas por difracción relativas

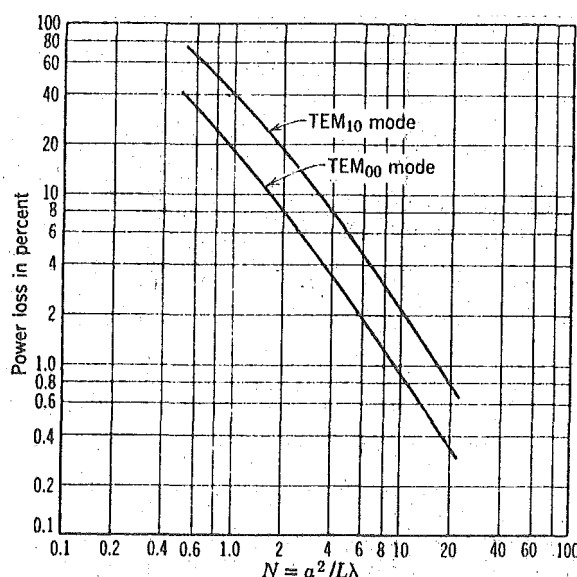


Fig. 2.14

al interferómetro con espejos planos circulares. De esta figura aparece claro el hecho de que las pérdidas debidas a la difracción en una única pasada en el modo TEM₀₀ es del orden de 0,9% para $N=10$, valor este comparable a las pérdidas usuales originadas por reflexión incompleta en un láser de gas. El número de Fresnel $N=10$ es aplicable a un láser de 1 m de longitud y 7 mm de diámetro, con una longitud de onda de 1,15 μ . Es interesante observar que el ajuste de las distribuciones de fase y amplitud en los reflectores hace que las pérdidas de difracción disminuyan con relación a su valor para una apertura iluminada uniformemente.

La variación de las pérdidas de difracción de un modo a otro es de interés debido a que, si no hay mucha diferencia entre las pérdidas de los diferentes modos, un láser excitado muy por encima del umbral oscilará en varios modos simultáneamente. Aunque las pérdidas asociadas con una reflexión incompleta en -

los espejos pueden ser mayores que las pérdidas por difracción, las primeras son constantes para todos los modos; por ello, las diferencias de un modo a otro en la suma de todas las pérdidas parten principalmente de diferencias en las pérdidas por difracción. La condición umbral, como sabemos, lleva consigo la ganancia total en el recorrido y la suma de las pérdidas en un recorrido completo. Kotik y Newstein señalaron que en un interferómetro Fabry-Perot activo un modo oblicuo puede excitarse como uno -axial debido a que el rayo oblicuo pasa por un camino mayor de amplificación que otro axial, siendo las pérdidas de ambos aproximadamente idénticas. Las dimensiones transversales máximas de los espejos deben limitarse en función de la distancia entre espejos, reflectividades de éstos y longitudes de onda, a fin de que el modo axial resulte favorecido.

La separación de frecuencias de los diferentes modos es de interés en relación con los láseres de gas ya que poseen una muy alta resolución. Al calcular la separación entre modos, debe procederse de igual forma a como se hizo con las configuraciones auto-reproductoras y no como con los cálculos de la cavidad de la sección anterior. No seguiremos detallando más aquí pudiendo el interesado en el tema ir al artículo de Fox y Li.

2.13. LASERES CON ESPEJOS ESFERICOS

Un interferómetro plano-paralelo formado por dos espejos planos y paralelos no constituyen el mejor resonador multimodo. Una considerable mejora puede obtenerse con dos reflectores similares esféricos cóncavos usados en una disposición confocal, esto es, con el centro de una esfera en el otro reflector. Una representación de un interferómetro de este tipo es la de la -Fig. 2.15.

Fox y Li calcularon los primeros modos de un interferómetro esférico confocal usando la técnica ya descrita. Observaron

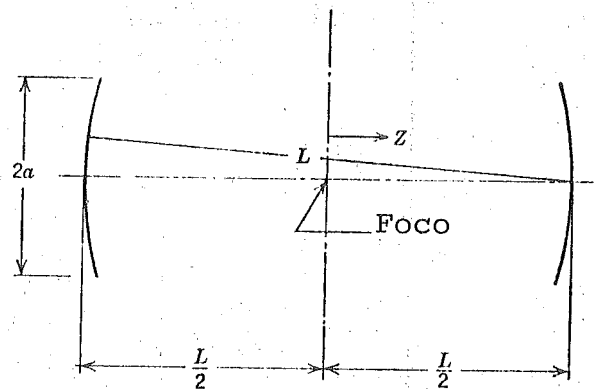


Fig. 2.15

las siguientes importantes propiedades de un sistema confocal con relación a las de un plano: en el sistema confocal el campo se encuentra más concentrado cerca del eje del reflector y tiene un valor menor en los bordes que un sistema plano. La distribución de amplitudes es suave; las ondulaciones de la Fig. 2.13 no aparecen. La superficie de reflector es un frente de la onda. Las pérdidas son menores, en algunos ordenes de magnitud, en los sistemas confocales que en los sistemas planos equivalentes. Los desplazamientos de fase por tránsito para cada configuración son independientes de N y son multiples de $\pi/2$. Esto queda mostrado en la Fig. 2.16. La diferencia de frecuencias entre dos modos consecutivos del mismo tipo en el interferómetro confocal es la misma que en el plano.

Boyd y Gordon resolvieron la ecuación integral para el caso confocal. Sus calculos muestran que para el modo fundamental la distribución de amplitud en la parte central del reflector es aproximadamente Gaussiana y que la superficie del reflector es de igual fase; esto no ocurre en los planos. La distancia

$$w_s = \left(\frac{L\lambda}{\pi} \right)^{1/2} \quad (13.1)$$

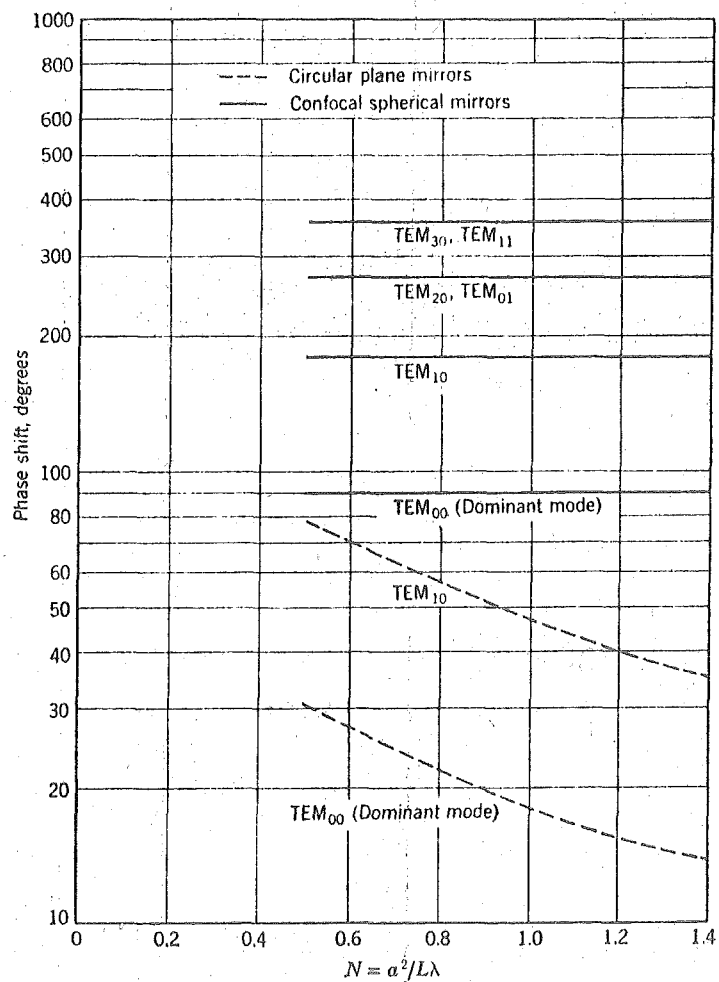


Fig. 2.16

donde L es el radio de curvatura de los espejos (Fig. 2.15), es una medida de la dispersión de la radiación en los reflectores. En el espacio comprendido entre estos cerca del eje de simetría (eje z) la distribución transversal de la amplitud sigue una curva Gaussiana con una dispersión que varía con la posición axial. La variación de amplitud es aproximadamente proporcional a e^{-u} , donde $u = (x^2 + y^2)/w^2$, y

$$w^2 = \frac{L\lambda}{2\pi} (1 + \xi^2). \quad (13.2)$$

Aquí $\xi=2z/L$ es el desplazamiento desde el foco medido en unidades de la distancia focal. En el reflector tenemos $\xi=1$ y $w=w_S$; en el foco se tiene $\xi=0$ y $w_0=w_S/\sqrt{2}$. Con ello el haz en el foco se estrecha hasta un valor mitad de la sección que tiene en los reflectores. La variación de anchura del haz w , también llamada "tamaño del punto", con la posición, queda mostrada en la Fig. 2.17. El contorno de la construcción $w(z)$ es una hipérbola cuyas asíntotas tienen de pendiente $\pm 2w_0/L$.

Las superficies de fase constante son aproximadamente esféricas con un radio de curvatura de valor

$$R(\xi) = \frac{1 + \xi^2}{2\xi} L \quad (13.3)$$

En $\xi=\pm 1$ esta superficie coincide con la superficie del reflector, como podía esperarse.

La forma matemática de la distribución de amplitudes sigue siendo válida pasado el espejo de salida, por lo que puede usarse para calcular la dispersión del haz con la distancia. A fin de obtener la dispersión angular de la figura de difracción puede tomarse la relación entre el diámetro del punto obtenido de (13.2), según ξ tiende a infinito, con la distancia desde el centro del resonador. El ángulo subtendido entre los puntos de semi-potencia viene dado por

$$\theta = 2 \left(\frac{\log 2}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{\lambda}{L} \right)^{1/4} = 0.939 \left(\frac{\lambda}{L} \right)^{1/4} \text{ rad.} \quad (13.4)$$

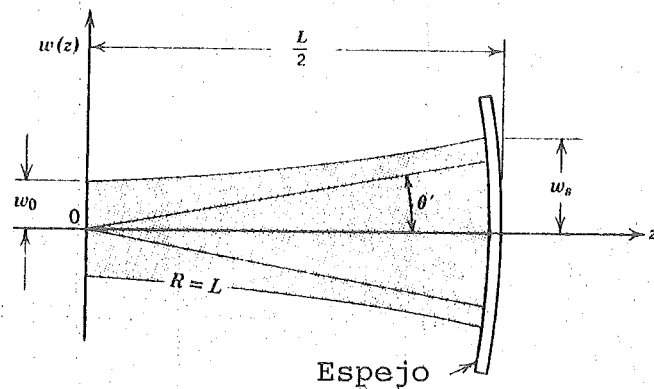


Fig. 2.17

El factor numérico procede de la anchura de semipotencia de la curva gaussiana. Es interesante hacer constar el que a , - radio de los reflectores, no interviene en estas fórmulas que gobiernan la dispersión del haz; sin embargo (13.1), (13.2) y (13.4) se aplican solamente cuando $a > 3\omega_s$. Ha de hacerse constar que la aproximación gaussiana no es válida cerca de los bordes del reflector y que el diámetro del reflector es un parámetro - muy importante para las pérdidas por difracción.

Los resonadores confocales con radios iguales representan un caso muy especial de todos los posibles. Algunas otras - configuraciones aparecen en la Fig. 2.18. Puede verse que no todas son prácticas; en su mayor parte, cualquier rayo paraxial que se origine en el resonador le abandonará al cabo de un cierto número de reflexiones. Esto significa que la estructura pierde su radiación aún en ausencia de difracción. Estas estructuras se denominan inestables o con pérdidas. Las estructuras estables son aquellas en las que los rayos se enfocan periódicamente o repiten sus caminos indefinidamente, como puede verse en los ejemplos mostrados en la Fig. 2.19. Kogelnik y Li han mostrado que la condición para la estabilidad del resonador es

$$0 < \left(1 - \frac{d}{R_1}\right) \left(1 - \frac{d}{R_2}\right) < 1, \quad (13.5)$$

donde R_1 y R_2 son los radios de los resonadores esféricos y d es la distancia entre sus centros ópticos. Puede suponerse que los

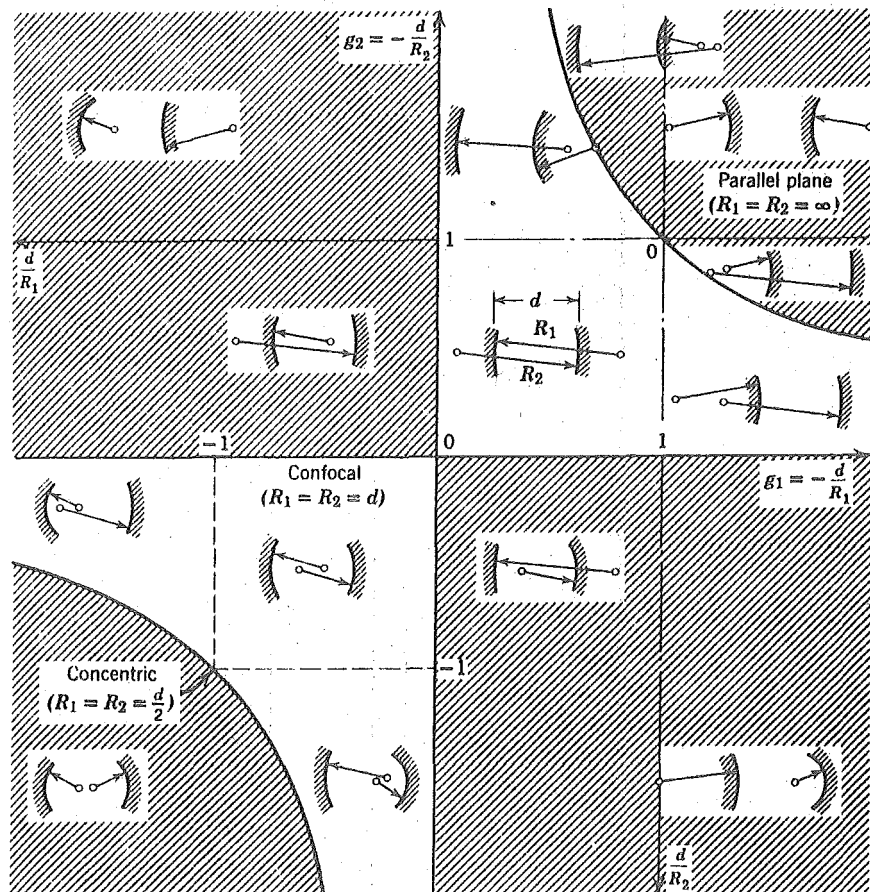


Fig. 2.18

espejos convexos se toman con radios negativos. Cuando se introducen las variables $g_1 = 1 - d/R_1$ y $g_2 = 1 - d/R_2$ las regiones de estabilidad y de inestabilidad quedan separadas por la hipérbola $-g_1 g_2 = 1$ y por las líneas $g_1 = 0$ y $g_2 = 0$. Las regiones que resultan se muestran en el diagrama de la Fig. 2.18. Puede verse en él que el sistema confocal con espejos iguales ocupa una posición muy singular en el contorno de la región estable. Por ello, aunque los espejos colocados en una situación absolutamente confocal

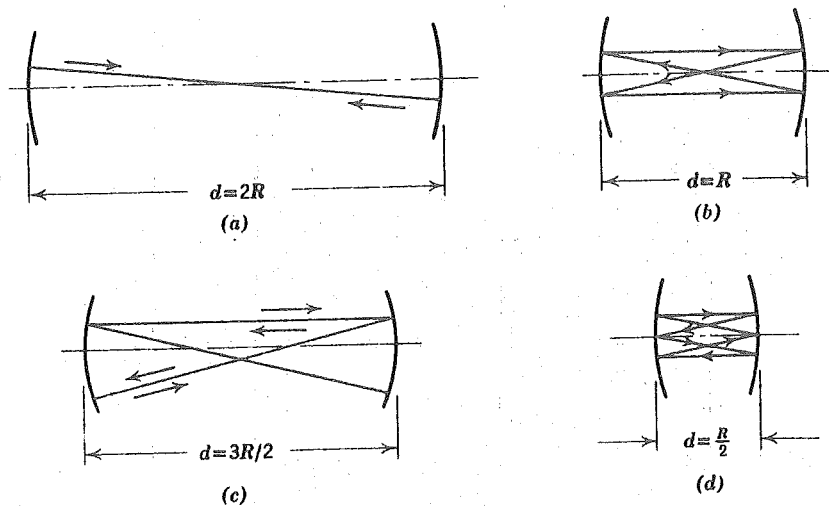


Fig. 2.19

son los óptimos con respecto a las pérdidas por difracción, cuando se presentan variaciones en la curvatura de los espejos, o cuando la distancia entre ellos es levemente alterada, la estructura resultante adquiere unas propiedades bastante complicadas.

Una pequeña desviación de la igualdad entre las curvaturas puede originar un aumento desproporcionado en las pérdidas de un resonador confocal simétrico. Por ello, a fin de permitir unas ciertas tolerancias en la fabricación, es aconsejable desviarse ligeramente de esta estructura o imitarla por medio de una combinación de espejo plano y esférico. Tales estructuras son las mostradas en la Fig. 2.20. Estas se encuentran siempre en la línea $g_1=g_2$ del diagrama de estabilidad.

Cuando una estructura de resonador es tal que su punto representativo se encuentra en el interior de la región de estabilidad, el campo de sus modos fundamentales viene limitado por el enfoque más que por el tamaño de los espejos. Esto es cierto, evidentemente, solamente si los espejos son lo suficientemente grandes como para que no limiten más que el enfoque. El espejo, y cualquier otra apertura, tiene que sobrepasar al tamaño del

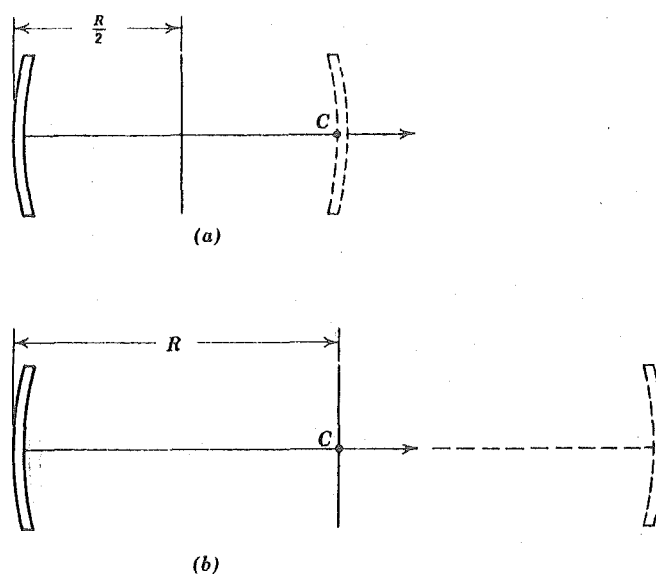


Fig. 2.20

punto en, al menos, un factor de tres. Cuando es este el caso, las pérdidas por difracción del sistema serán muy reducidas. En contraste con esto, cuando la estructura del resonador corresponde a un punto en el contorno de la región de estabilidad sobre la curva $g_1 g_2 = 1$, la extensión espacial del modo viene limitada por los espejos. Este es el caso para los resonadores plano-paralelos y esféricos. La distribución de densidad de radiación en varios tipos prácticos de resonadores aparece en la Fig. 2.21 e ilustra la situación tanto para las configuraciones limitadas por el enfoque como por la apertura.

Como ya hemos visto, las pérdidas por difracción de los sistemas focales son pequeñas. De acuerdo con Boyd y Gordon, la pérdida por difracción en un recorrido del modo fundamental del interferómetro confocal es $10,9 \times 10^{-4,94} N$, donde $N = a^2 / \lambda L$, igual que en el plano. Por brevedad suele usarse $11 \times 10^{-5} N$.

La comparación siguiente puede hacerse entre las pérdidas por difracción de los interferómetros planos y esféricos de tamaño similar:

$$N = \frac{a^2}{\lambda L}$$

	1	2	3
pérdidas: plano	0,18	0,08	0,03
pérdidas: esférico	11×10^{-5}	11×10^{-10}	11×10^{-20}

Todas estas pérdidas se refieren al modo fundamental. Los valores para el plano están tomados de las curvas de Fox y Li reproducidas en la Fig. 2.14. Como puede verse de la gran di

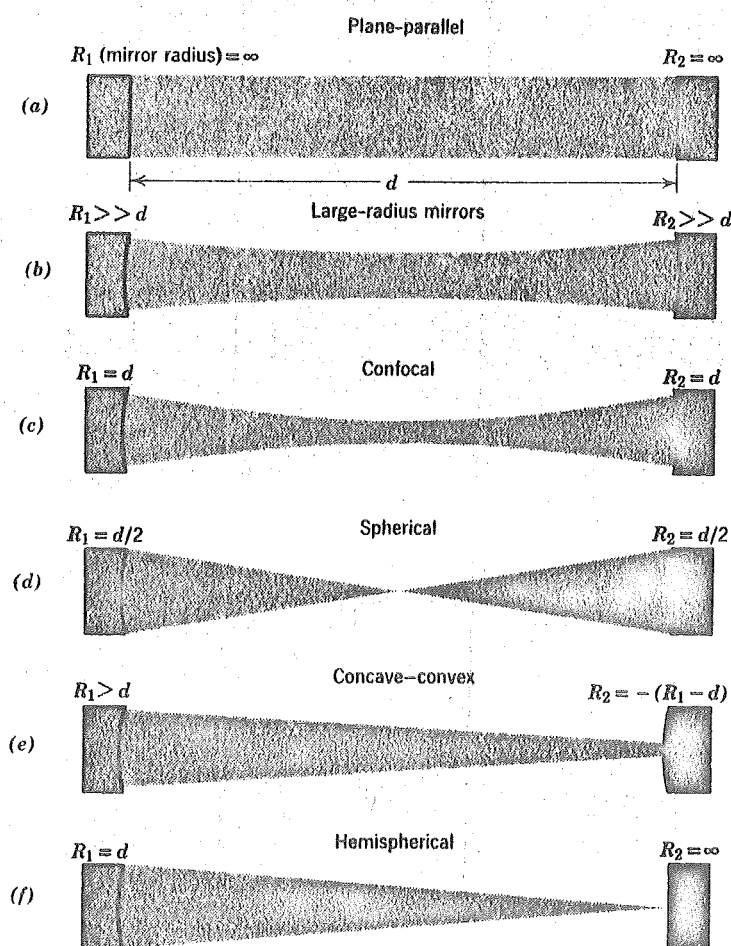


Fig. 2.21

ferencia entre los ordenes de magnitud los sistemas confocales esféricos poseen innegables ventajas sobre los planos, aparte de la mayor facilidad en su ajuste, detalle este muy importante para el experimentalista.

No entraremos ya en el análisis de la propagación de un campo no uniforme ya que nos saldriamos, con mucho, de nuestros límites.

2.14. CONSIDERACIONES DE DISEÑO PARA LASERES DE GAS

La estructura de modos vista en secciones anteriores da la pauta para la elección de los parámetros de los láseres de gas. Las consideraciones de diseño deberán incluir factores tales como la facilidad de fabricación, así como el mantenimiento y la forma de trabajo elegida así como la eficiencia del láser.

Los resonadores plano-paralelos son muy raramente empleados debido a que requieren una extremada precisión en su alineación y a que tienen un alto factor de pérdidas según hemos visto.

Los totalmente esféricos poseen análogos inconvenientes. Los resonadores semiesféricos son algo más fáciles de ajustar y de mantener, ya que una vez que el espejo plano está alineado con el eje del tubo de descarga, puede tolerarse un cierto desplazamiento angular del espejo esférico. Estos resonadores, igual que los planos, se encuentran en los límites de la región de estabilidad por lo que pequeños errores pueden hacerlos inestables.

Los resonadores confocales y hemiconfocales tienen bajas pérdidas y son fáciles de ajustar. Tomando la distancia entre espejos d un poco menor que la requerida en la geometría confocal, la estabilidad queda asegurada. Elegida esta d , la dispersión angular viene dada por las expresiones vistas anteriormente. Como todas las aperturas en el láser y los radios de los espejos debe escogerse de forma que sean superiores a la dispersión mi-

nima en un factor de 3, para un láser de 1 m de longitud, trabajando a 1μ , w_s es de solo 1/2 mm, lo que no es muy restrictivo.

A fin de utilizar de forma efectiva la excitación en una sección amplia y obtener así una mayor potencia de salida, se emplean frecuentemente resonadores de gran radio de curvatura. Son intermedios entre los planos y los confocales. El ajuste de estos láseres es bastante difícil y la potencia máxima de salida no puede conseguirse manipulando únicamente un espejo y dejando fijo el otro.

La selección de la configuración del modo transversal en la que va a trabajar el láser es usualmente el resultado de la variación de pérdidas de unos modos a otros. Cuando el resonador está constrictado por las aperturas, o cuando un modo enfocado es posible, solo aparecen el modo TEM_{00} . No continuaremos con este tema ya que se refiere más al diseño real del láser que a la visión general que pretendemos dar aquí.

III.- DIFERENTES ESTRUCTURAS Y TIPOS DE OSCILADORES LASER

3.1. DIFERENTES TIPOS DE LASERES

En el capítulo anterior hemos visto los principios generales que gobernaban la forma de trabajo y las propiedades generales de todos los láseres. Sin embargo, las diferentes propiedades del medio láser conducen a un alto número de características distintas de unos a otros, tales como longitud de onda, potencia de salida y coherencia, que determinan la utilidad de un láser en particular para una aplicación específica.

Los tres tipos más importantes de láseres son los de estado sólido, los gaseosos y los de semiconductor. Cada uno de ellos poseen una serie de propiedades características que requieren diferentes métodos para obtener la inversión de población. Los miembros más importantes de cada una de estas amplias clases son los mostrados en la Fig. 3.1., conjuntamente con las longitudes de onda, frecuencias y energías de los cuantos individuales. Los láseres de estado sólido emplean normalmente iones que dopan un cristal base, y en los que se logra la emisión estimulada mediante lamparas flash o continuas que consiguen la excitación óptica necesaria para lograr la inversión de población. Por otra parte, los láseres de gas, en virtud del uso de un gas como medio láser el medio contendrá un menor número de átomos por unidad de volumen que en los anteriores tipos de láser con lo que la absorción y la emisión al ser a baja presión serán por líneas mucho más estrechas. Esto obliga, generalmente, a una técnica diferente de bombeo (por descargas de rf o continuas) dando lugar a mejores propiedades de coherencia pero también a una menor potencia de salida. El mecanismo responsable para la acción láser en semiconductores es diferente por completo a la que se tenía en los otros tipos, dando esto lugar a propiedades muy específicas y a técnicas de bombeo por completo diferentes.

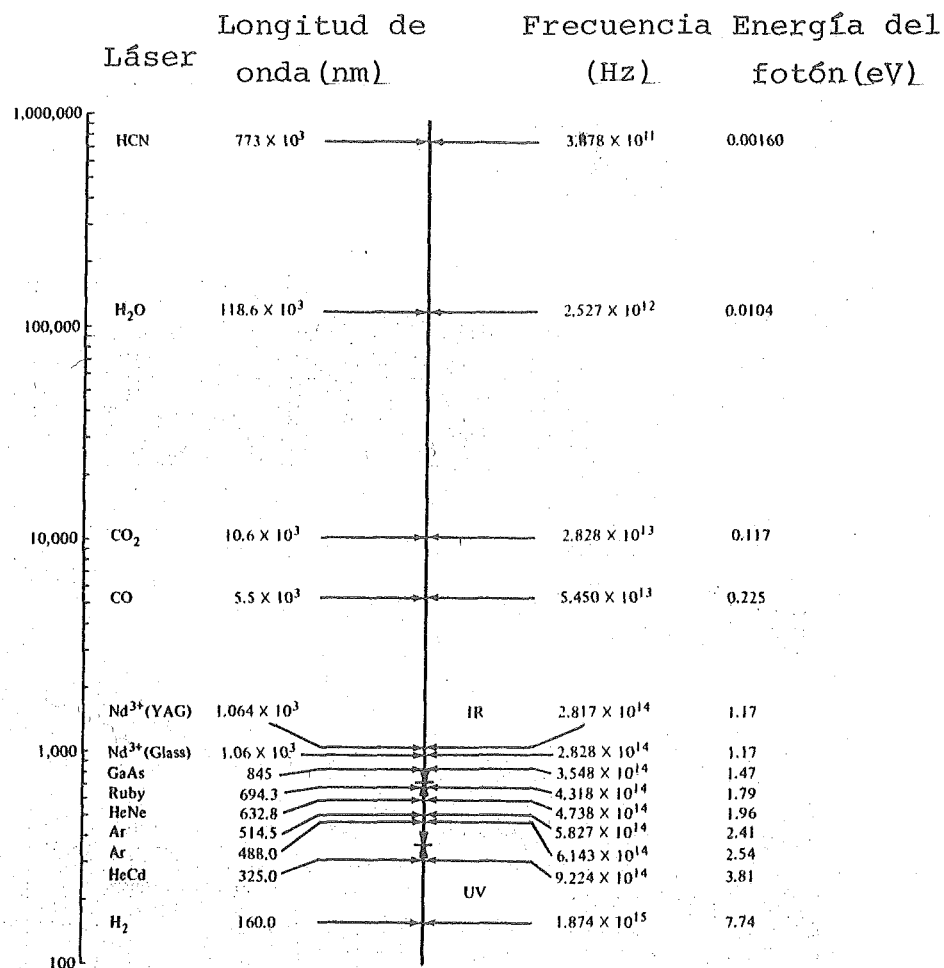


Fig. 3.1

Por otra parte, según hemos visto en el capítulo anterior, los diferentes tipos de láser pueden clasificarse también según las formas de operación. Entre estas podemos señalar las siguientes: (a) de onda continua (cw), (b) pulsados, (c) de Q conmutado, (d) de modos bloqueados y (e) de cavidad amortiguada. La fig. 3.2 representa las formas de la potencia de salida bajo algunos de estos tipos.

En la operación de onda continua, como su nombre indica, se emite en la cavidad láser un haz continuo de potencia constante (Fig. 3.2.a)

La operación pulsada se caracteriza por un bombeo pulsado y por la emisión de paquetes de pulsos, de relativamente alta energía, a velocidades de repetición que van de 1 pps hasta cientos de pulsos por segundo. La anchura de estos pulsos - (nominalmente de ns a varios ms), su velocidad de repetición y la energía total por pulso varía dependiendo del tipo particu-

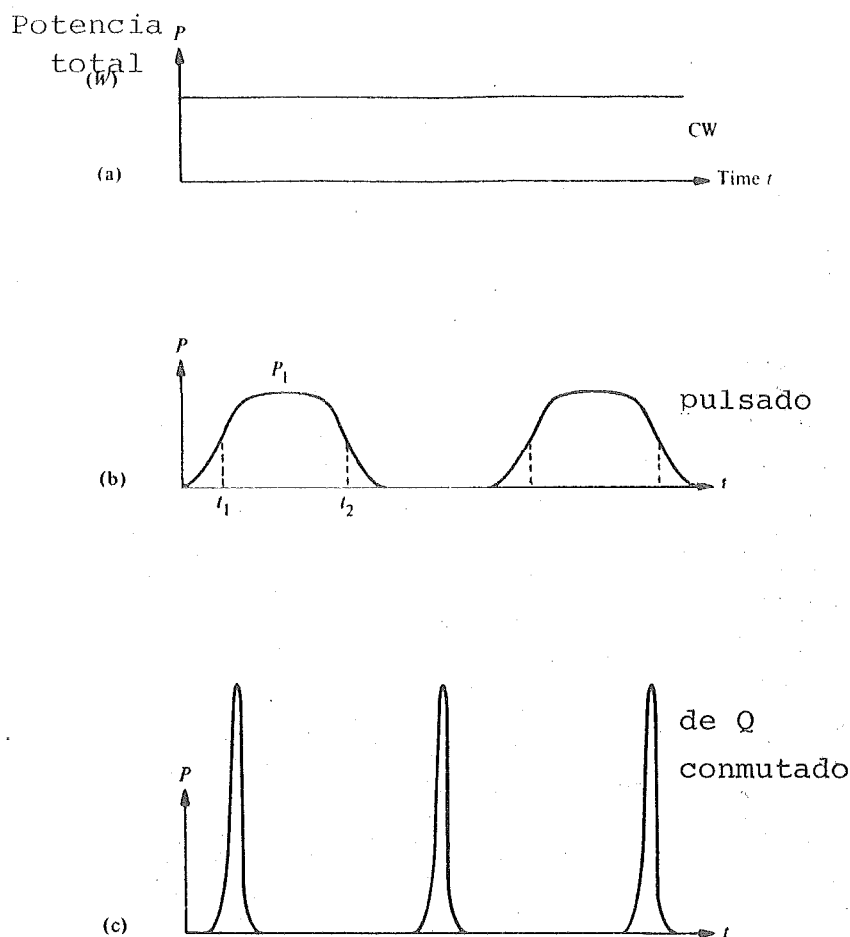


Fig. 3.2

lar empleado. La Fig. 3.2.b muestra una salida idealizada, donde la potencia P_1 se considera constante durante casi toda la duración del pulso.

Como ya hemos visto, pueden generarse pulsos de alta potencia de pico y corta duración mediante variación del Q de la cavidad, por amortiguamiento de la misma o por bloqueo de modos. La potencia alcanzada con este corto pulso excede con mucho la que puede obtenerse con un trabajo en onda continua o pulsado (Fig. 3.2.c), aunque la energía es menor que la que puede conseguirse en operación normal de pulsos. Las anchuras típicas del pulso pueden variar desde algunos picosegundos a varios cientos de nanosegundos. Las velocidades de repetición varían de un láser a otro, pero pueden llegar hasta 50000 pps en la forma de Q conmutado y aun mayores en otras formas de trabajo. La energía total por pulso viene dada como siempre por

$$E = \int_{\text{pulso}} P \, dt$$

donde la integración se realiza para la longitud del pulso. Si la suposición de que durante la duración del pulso la potencia es aproximadamente constante, la energía total en éste será

$$E = \int_{\text{pulso}} P \, dt \approx P_1 (t_2 - t_1) \quad (3.1)$$

Y una vez vista esta breve introducción pasemos a estudiar brevemente los tipos más importantes de láseres.

3.2 LÁSER DE RUBÍ

El láser de rubí tiene la importancia no solo de haber sido el primero en crearse sino también de ser uno de los de estado sólido más empleados, tanto por su alta potencia de salida como por su longitud de onda. Su elemento de trabajo es el rubí rosado, excitado por la irradiación de una lámpara de flash y al que se ha agregado un par de superficies reflectantes. Una representación esquemática de un láser de rubí es así la de la Fig. 3.3., y su forma de trabajo puede explicarse con ayuda del diagrama de niveles de energía de la Fig. 3.4, en el que pueden verse los niveles del Cr^{3+} en un cristal de Al_2O_3 . Vemos así que el corazón de este tipo de láser es un cristal de rubí rosado cuya composición química es Al_2O_3 con un 0,05% en peso de Cr_2O_3 . Sin el cromo, este cristal se conoce como zafiro. Un rubí con 0,05% de cromo es rosado pálido.

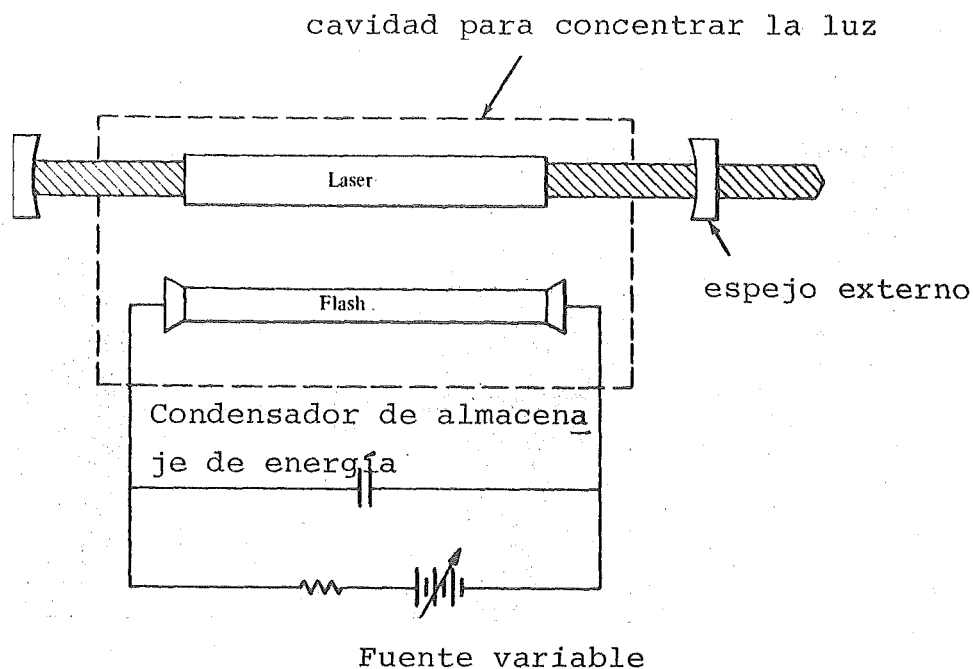


Fig. 3.3

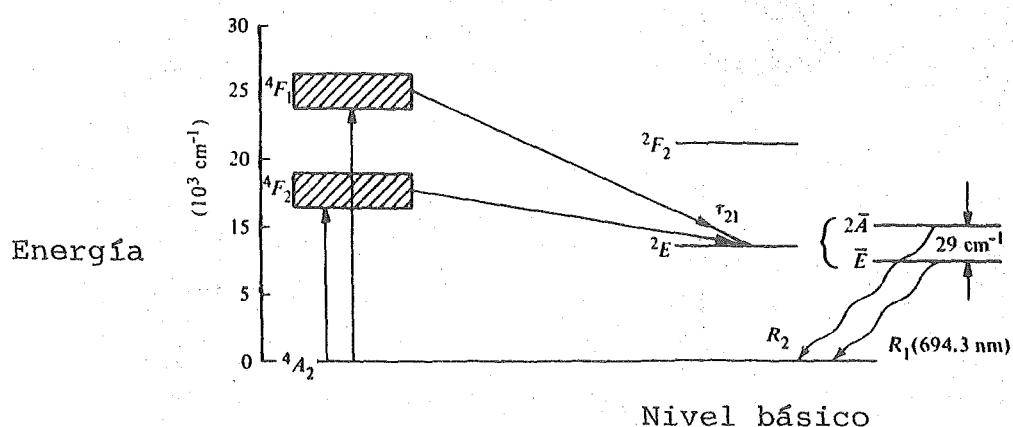


Fig. 3.4

Contiene $1,58 \times 10^{10}$ iones de Cr^{3+} por centímetro cúbico, lo que hace que, al ser una concentración tan baja, los iones de Cr están muy alejados unos de otros y su interacción puede despreciarse. Para mayores concentraciones el rubí es rojo apareciendo acoplos entre los cromos con lo que, aunque se ha conseguido efecto láser en él, su explicación es ya más compleja.

Los cilindros de rubí usados, normalmente de entre 1/2 y 1 cm de diámetro y de 2 a 10 cm de longitud, se cortan -

de barras de rubí sintético crecido específicamente para estos fines. Normalmente, a partir de la segunda mitad de la década de los sesenta, el método más usual de crecimiento es el clásico de Czochralski. La calidad óptica, por otra parte, del rubí es un factor crítico. No es solo la existencia de centros de dispersión la que se considera detrimental sino también todas las variaciones del camino óptico de un extremo a otro, así como la total planicidad y paralelismo de las caras extremas.

Pasando ya a la Fig. 3.4., vemos que se ha tomado la nomenclatura espectroscópica convencional. Para temperatura ambiente $kT \ll h\nu$ y equilibrio térmico, la mayor parte de los iones se encuentran en el estado básico. A fin de excitar los iones a niveles superiores, una batería de condensadores almacena algunos miles de julios que se descargan en una lámpara de flash en un tiempo de unos pocos milisegundos. Esta lámpara se elige de forma que la mayor parte de su destello se encuentre entre el azul y el verde que se corresponden por completo con la diferencia de energías entre los niveles 4A_2 y $^4F_{2,1}$, que como puede verse estos últimos niveles son, en realidad, bandas amplias con lo que absorberán fácilmente una gran cantidad de la energía suministrada por la lámpara. Esencialmente, todos los iones excitados a estos dos niveles-bandas de energía pasarán inmediatamente, mediante un proceso no radiante, al nivel \bar{E} que servirá como nivel superior láser. Este nivel es metaestable con una vida relativamente larga (de unos 4ms) con lo que será posible obtener la inversión de población entre los niveles \bar{E} y el básico. Pero ya que la inversión de población se obtiene con respecto a este nivel básico, habrán de excitarse más del 50% de los átomos al nivel \bar{E} antes de comenzar el laseado por lo que habrá de suministrarse una alta energía de entrada antes de llegar al umbral. Afortunadamente, este problema en el rubí, que es común con todos los sistemas de tres niveles, queda mitigado debido a la alta eficiencia cuántica, esto es, a la alta relación entre

el número de iones bombardeados al nivel superior y el número de fotones de la lámpara, que aquí se aproxima a la unidad.

Como ya sabemos, para obtener la oscilación, habrán de colocarse dos espejos aunque a veces se empleen los propios extremos del rubí, convenientemente planos y metalizados. La acción láser, que ocurrirá entre los niveles \bar{E} y 4A_2 (línea R_1) corresponde a una longitud de onda de 6943 Å a temperatura ambiente aunque a veces también se emplea la transición entre $2\bar{A}$ y 4A_2 (línea R_2) con una longitud de onda de 6930 Å, aunque haya que tomarse especial cuidado con la supresión de la línea R_1 . La temperatura, a su vez, tiene la propiedad de desplazar ambas líneas de una forma considerable, pudiendo ajustarse la variación de la línea R_1 , entre 20 y 80°C, por la ecuación

$$\lambda = 6943,25 + 0,068 (T-20)$$

De igual forma la anchura de la línea R_1 que es del orden de 7 Å o, en términos de números de onda, $\Delta(1/\lambda)$, de alrededor de 15cm^{-1} para temperaturas ambiente normales, varía marcadamente para altas temperaturas, llegando a 50cm^{-1} para unos 500°K y a más de 100 para 600-700°K. Por debajo de los 77°K las anchuras permanecen aproximadamente constantes e iguales a $0,1\text{cm}^{-1}$.

La vida media τ de la radiación de fluorescencia del rubí es una variable importante debido a que es uno de los parámetros que determinan, como ya hemos visto, la velocidad mínima de excitación que deberá obtenerse para alcanzar el umbral de la acción láser. Viene relacionada, como sabemos, con A_{21} pero no directamente como podría esperarse a primera vista. Si todos los electrones excitados al nivel \bar{E} retornasen al nivel básico por emisión de radiación en la línea R_1 , entonces el recíproco de la vida media del nivel \bar{E} sería igual a A_{21} . En cambio, los electrones tienen una mayor libertad para la elección del camino de vuel

ta. En primer lugar existen dos niveles próximos, \bar{E} y $2\bar{A}$, entre los que puede tener lugar un intercambio muy rápido. La caída al nivel básico puede ser desde cualquiera de estos dos niveles siendo las velocidades de transición de estos al 4A_2 , diferentes. Los factores de peso son las poblaciones de estos niveles. La distribución de poblaciones entre los niveles \bar{E} y $2\bar{A}$ depende de la temperatura cuando kT no es muy grande comparada con la diferencia de energías (29 cm^{-1}). Esto da lugar a una dependencia con la temperatura de τ , que puede verse a bajas temperaturas. Otro efecto que complica el fenómeno, y cuya importancia es alta para temperaturas mayores a 100°K , es el hecho de que la fluorescencia en el rojo del rubí no queda restringida a las líneas R_1 y R_2 sino que se extiende sobre un margen de unos 800 \AA merced a una serie de transiciones con ayuda de fonones de la malla. En estas transiciones, parte de la energía de excitación se convierte en vibraciones de la malla y el resto es radiada a frecuencia diferente. La fluorescencia total en el rojo es así independiente de la temperatura pero debido a la dependencia con T de las transiciones ayudadas por fonones, la eficiencia cuántica de la línea R decrece de 0,55 para 0°C a 0,10 para 300°C . Vemos así que las transiciones que no dan lugar a líneas R aumentan en importancia con la temperatura.

Para temperatura ambiente, la vida media de la línea R_1 es de 3 ms, pudiendo llegar a 4,3 ms alrededor de los 100°K . Por debajo, debido a otros fenómenos más complejos que no veremos aquí, la vida media vuelve a disminuir a 3,7 ms para temperaturas muy bajas.

3.2.1.- Excitación del láser de rubí

Como ya hemos visto anteriormente, la densidad de iones de cromo en el rubí es de $1,6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ y la energía necesaria para bombear un átomo de cromo del estado básico a la banda 4F_1

es del orden de $4,8 \times 10^{-12}$ erg. Con estos datos vamos a tratar de obtener un orden de magnitud de la excitación óptica necesaria para alcanzar este bombeo. Debido a que solamente aparecerá acción láser si al menos un 50% de los iones Cr están excitados, la energía óptica que deberá absorber un rubí en un pulso de excitación deberá ser de al menos.

$$q = \frac{1}{2} \times 1,6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \times 4,8 \times 10^{-12} \text{ erg} = 3,8 \text{ J/cm}^3$$

Como de toda la energía de excitación solo una pequeña parte es convertida en radiación útil, y además no toda la útil llega adecuadamente al rubí o no es absorbida por este, en la práctica se necesitan del orden de 100 J de potencia eléctrica por centímetro cúbico para que pueda excitarse el rubí. El tiempo durante el cual se aporta esta energía es también importante, ya que, como vimos, la excitación del rubí a temperatura ambiente decae con una constante de tiempo de unos 3 ms. Así, la velocidad a la que deberá absorberse la potencia para mantener al rubí en el umbral de la amplificación será

$$P = \frac{3,8 \text{ J/cm}^3}{3,0 \times 10^{-3} \text{ seg}} = 1,27 \text{ KW/cm}^3$$

Como estas energías y potencias son muy altas, el sistema de bombeo óptico deberá diseñarse de forma que el calor desarrollado se elimine rápidamente para evitar un aumento no permisible de temperatura en los componentes.

Idealmente se deberá tener una lámpara que emitiese una salida solamente en la región espectral de interés (verde y azul) y en combinación con un sistema óptico que concentrase toda la radiación emitida uniformemente sobre el cristal. Con ello

se obtendrá un láser en el cual se obtendría el umbral simultáneamente en todo el material con lo que el pulso saldría uniformemente en el extremo del cilindro de rubí. Por otra parte, para tener un láser de onda continua la lámpara tendría que tener una salida constante y si se deseaba trabajo en pulsos, un pulso rectangular. Esto, como es lógico, no se obtiene jamás por lo que hay que llegar a un compromiso.

Como lámpara suele usarse una de Xenon cuya salida está, fundamentalmente en la región favorable del espectro. Estas lámparas poseen forma helicoidal que rodea al cilindro láser o bien son alargadas colocándose entonces paralelas al rubí. La configuración exacta dependerá del reflector externo que luego analizaremos. Estos tubos convierten entre un 5 y un 10% de la entrada eléctrica en radiación en el margen del visible. Pero esta radiación depende también de la corriente de entrada. Para corrientes menores de 1000A/cm^2 una lámpara de Xe trabaja como una lámpara espectral, mientras que para corrientes mayores - (p. ej. 20000A/cm^2) lo hará como un cuerpo negro. Por otra parte la calidad óptica depende también de la presión del gas, siendo lo más común presiones entre 300 y 600 torr.

3.2.2.- Configuraciones para la excitación

Veremos ahora la disposición física de las lámparas de excitación y el rubí en el interior de una cavidad láser. El diseño, como ya hemos dicho, habrá de estar guiado por el requerimiento de que el rubí sea irradiado uniformemente y además - pueda haber una cierta refrigeración del sistema. La configuración original mostrada en la Fig. 3.5 es todavía muy usada. Existen sin embargo otras empleadas con tubos cilíndricos. Dos ejemplos son los mostrados en la Fig. 3.6a-b. La de la Fig. 3.6a es una configuración elíptica con la lámpara y el rubí cada uno en uno de los focos de una cavidad cilíndrica de sección trans-

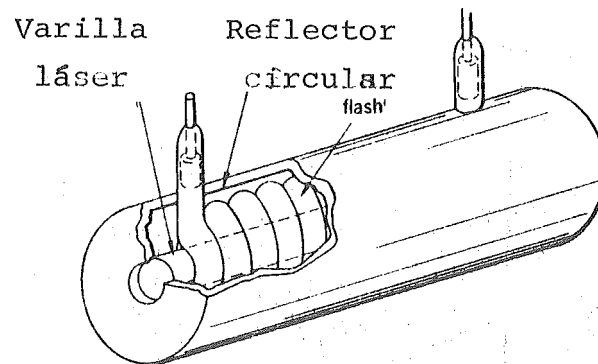
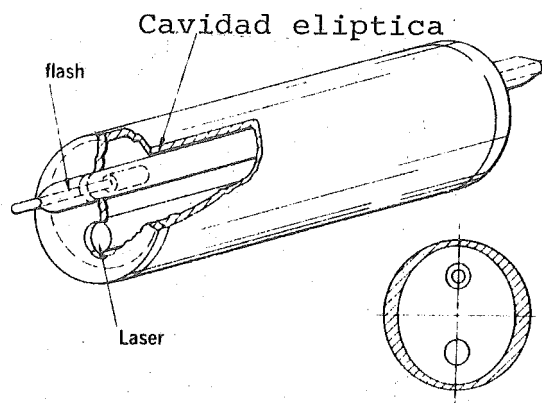
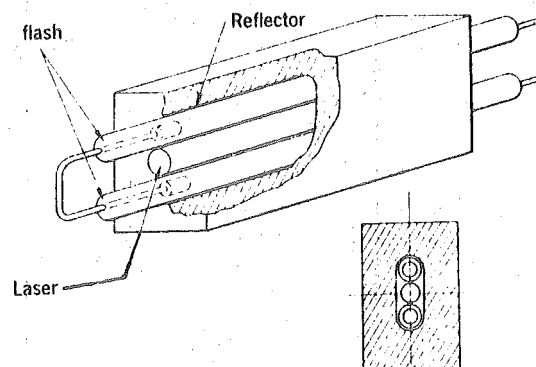


Fig. 3.5



(a)



(b)

Fig. 3.6a-b

versal elíptica. Su interior se encuentra metalizado con un alto grado de reflectividad. Con ella, todos los rayos que partan de la lámpara, por la propiedad conocida de las elipses, habrán de pasar por el otro foco. Naturalmente esto solo se logra en un - cierto tiempo tanto por ciento que puede llegar a ser bastante alto. No entraremos en los detalles del problema porque nos separaríamos bastante de la idea básica que pretendemos dar aquí.

Esta configuración puede ser sofisticada de forma que de lugar a una cavidad de sección múltiplemente elíptica como la de la Fig. 3.7. A pesar de que aparentemente su efectividad debería ser alta se ha demostrado que su eficiencia es menor que la

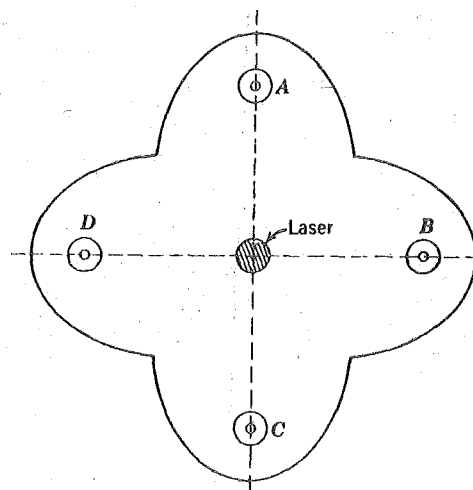


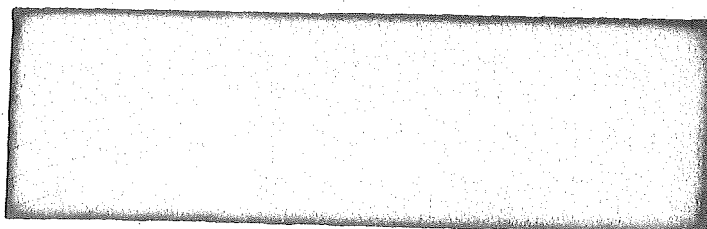
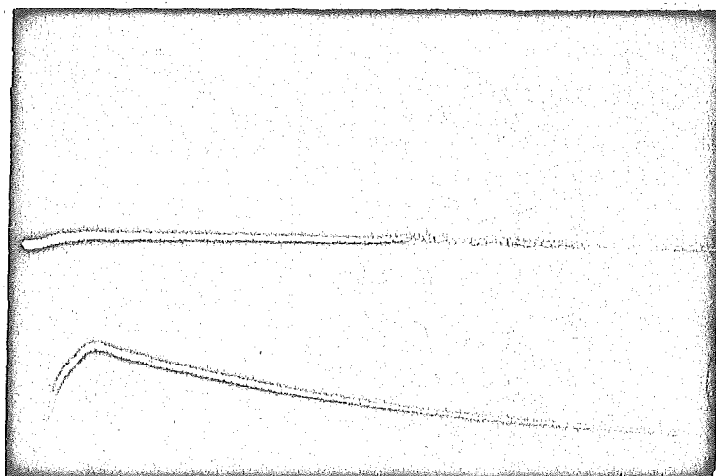
Fig. 3.7

sencilla, vista anteriormente. A pesar de ello poseen algunas ventajas y entre ellas la más significativa es que la iluminación del rubí es mucho más uniforme en este último caso, lo - cual como se ha visto es absolutamente necesario.

3.2.3.- Características de salida del láser de rubí

El destello de luz que aparece a la salida de un láser de rubí durante aproximadamente un milisegundo es el resultado de varios procesos que actúan simultáneamente. No es por ello de extrañar que cuando se analiza dicha salida aparezca una estructura muy compleja, altamente variable, y que depende de muchos parámetros, algunos de los cuales no son fácilmente controlables.

La observación más espectacular es la obtenida al registrar la intensidad de la salida del láser de rubí según aparece en un osciloscopio. Las figuras resultantes, un ejemplo de las



Figs. 3.8 y 3.9

cuales puede verse en la Figs. 3.8 y 3.9, nunca vuelven a repetirse. Su complejidad y falta de reproductibilidad fue una fuente de frustraciones para los primeros investigadores del tema que hubieran preferido un pulso único, de forma sencilla. Esto

se consiguió posteriormente con las técnicas de cambio de Q que veremos más adelante. Aquí nos limitaremos con las propiedades de la salida del láser de rubí elemental.

La distribución, en espacio y tiempo, de la radiación que aparece en el láser viene determinada por la distribución del campo electromagnético en el interior de la cavidad, esto es, por la excitación de los diferentes modos de oscilación y con el acoplo de las oscilaciones del láser con el exterior. Si solamente se produjese uno de los modos analizados en el capítulo anterior, las figuras anteriores no se producirían. Usualmente, se excitan varios modos que se encuentran compitiendo unos con otros cambiando la excitación entre ellos.

Otro efecto perturbador es el de la no aparición de una radiación coherente, o incluso próxima a coherente, en toda la superficie extrema. Aparecen así pequeños puntos brillantes en ella que varían en tamaño según se excite el rubí. La radiación coherente surge únicamente de estos puntos brillantes.

Todas estas características pueden relacionarse con la geometría de la configuración, de las variaciones de la radiación excitadora y de la Temperatura. Y todos ellas no son parámetros estáticos ya que algunos pueden variar considerablemente durante el tiempo que dura la emisión láser.

Con respecto a la polarización de salida, diremos que depende de la orientación del eje óptico del rubí con respecto al eje del cilindro. De acuerdo con las medidas de Nelson y Collins, la salida está completamente sin polarizar cuando estos dos ejes son paralelos. En cambio si los ejes ópticos de las varillas de rubí se encuentran formando un ángulo de 60° a 90° con el eje del cilindro la salida se encontrará polarizada linealmente en un 100% con el vector eléctrico perpendicular al plano que contiene al eje óptico.

3.3. LASERES SOLIDOS DE CUATRO NIVELES

Aunque el láser de rubí es uno de los láseres sólidos más empleados, su forma de trabajo es bastante peculiar debido a que las transiciones estimuladas acaban en el nivel básico. Como ya hemos visto esto lleva consigo un gasto bastante considerable de energía por lo que aquellos láseres con posibilidad de trabajo - en cuatro niveles serán mucho más aconsejables. Entre estos, los más usados son aquellos que emplean iones tales como Nd^{3+} , Ho^{3+} y otros, introducidos en materiales tales como el granate de aluminio e itrio (YAG), el WO_4Ca y el vidrio. Todos ellos poseen un umbral mucho más pequeño pero tiene la pequeña desventaja de que todos ellos trabajan en la parte de infrarrojo del espectro lo - que se traduce en una disminución de energía por fotón. A pesar de ello han encontrado numerosas aplicaciones tanto en la industria como en el laboratorio.

El diagrama de energías para las transiciones de los iones trivalentes de neodimio aparecen en la Fig. 3.10. Para designar los niveles individuales se emplean las notaciones típicas - de Mecánica Cuántica.

Para conseguir la inversión de poblaciones en un sistema de Nd:YAG, los iones se bombean ópticamente mediante una fuente no coherente de amplio espectro, bien de flash o continua, desde el nivel básico (el $^4\text{I}_{9/2}$) a uno cualquiera de los niveles de energía que se encuentran por encima del $^4\text{F}_{3/2}$. Los iones excitados a estas bandas decaen de forma no radiante, y con eficiencia cuantica aproximadamente la unidad, al nivel $^4\text{F}_{3/2}$. Este nivel tiene una vida media de alrededor de 0,25 ms y es, por ello, metaestable y puede servir como nivel láser superior. La transición láser se obtiene normalmente entre los niveles $^4\text{F}_{3/2}$ y $^4\text{I}_{11/2}$ y con una longitud de onda de aproximadamente 1064 nm. Hay que señalar que el nivel $^4\text{I}_{11/2}$ se encuentra a alrededor de 2000 cm^{-1}

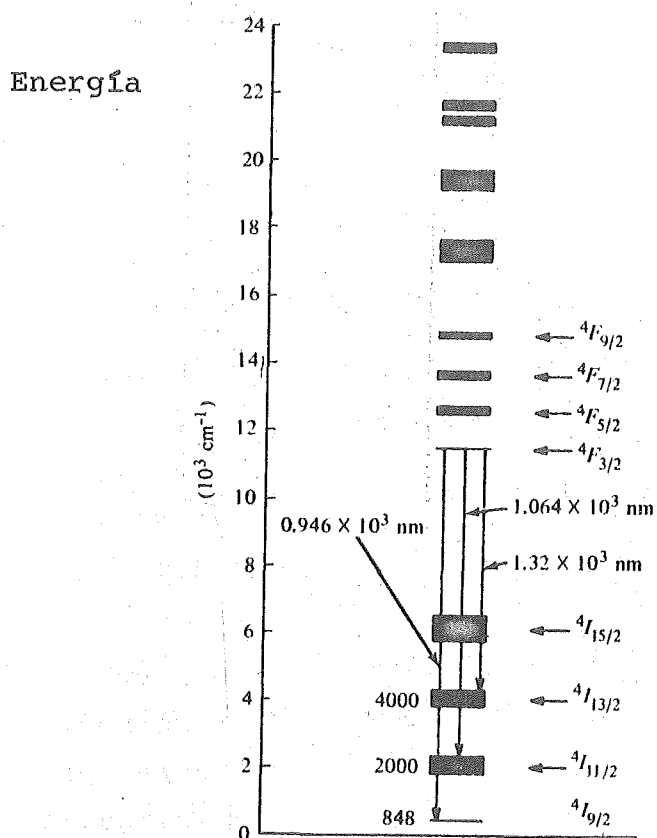


Fig. 3.10

por encima del básico, por lo que su población será despreciable a temperaturas normales de trabajo. Esto da lugar a un sistema de cuatro niveles lo que permite obtener la inversión de poblaciones y la oscilación con un umbral de unos pocos de cientos de vatios de potencia continua de bombeo, siendo la de salida de varios vatios. Puede aumentarse la eficiencia dopando el cristal básico con diferentes tipos de iones, con lo que se ensanchan las bandas de absorción y se permite una transferencia de energía entre iones para llevar al sistema al nivel láser superior.

Además de la forma de trabajo en onda continua, donde pueden obtenerse potencias de unos pocos cientos de vatios, es también posible realizar la técnica del cambio de Q en el láser de YAG bajo condiciones de bombeo continuo. Esta posibilidad proviene de la relativamente larga vida del estado ${}^4F_{3/2}$ y puede llegar a producir potencias de pico de varios kilovatios con longitudes del pulso de unos 200 ns. La máxima velocidad de repetición en o alrededor del pico de potencia viene limitada al

inverso de la vida media del nivel láser superior y se aproxima a los 4000Hz. Naturalmente, podrán obtenerse pulsos por cambio de Q a mucha mayor velocidad, pero esto es a expensas del pico de potencia. Es posible, por otra parte, hacer trabajar al láser de YAG en forma pulsada con un bombeo mediante lámpara de Flash, obteniéndose la mayor ganancia y en consecuencia el mayor pico de potencia, llegando a unos pocos julios por pulso y velocidades de repetición mayores de 40 pps.

Hay que hacer notar, finalmente, que mediante una adecuada selección de los espejos terminales y de la temperatura de trabajo, es posible eliminar las transiciones láser preferenciales entre los niveles $^4F_{3/2}$ y $^4I_{11/2}$ obteniéndose oscilaciones láser a frecuencias mayores.

Debido a que es difícil hacer crecer monocristales de YAG de alta calidad, de diámetros mayores de unos pocos milímetros, la energía total que puede obtenerse en un simple pulso de un láser de este tipo vendrá limitada en última instancia por el tamaño de la varilla. Sin embargo, son fácilmente obtenibles varillas de vidrio dopado con Nd^{3+} de muy alta calidad habiendo se demostrado la capacidad de producir acción láser pulsada de muy alta energía, para una frecuencia de $1,06 \times 10^3$ nm y algunas otras longitudes de onda.

Los niveles de energía más importantes en vidrio dopado con Nd son similares a los del YAG:Nd y además, con un esquema de bombeo muy similar también, se tiene también un esquema de láser de cuatro niveles. Sin embargo, el vidrio base introduce un ensanchamiento bastante apreciable de las líneas, en comparación con los de los mismos iones en cristales. Esto da lugar a una caracterización señalada de los posibles campos de trabajo. La mayor anchura de la línea aumenta el valor del umbral, lo que lleva la cantidad de energía que puede almacenarse en el material durante la operación de bombeo, haciendo de este lá

ser un candidato prioritario para las aplicaciones de cambio de Q y de bloqueo de modos.

Es así posible obtener pulsos en el margen de 10^{-2} a 10^{-7} bien mediante bombeo por flash o por amplificación de la emisión espontánea. Las técnicas normales de cambio de Q pueden usarse para producir pulsos desde 10 hasta 120 ns. Igualmente, el cambio de Q y el bloqueo de modos usando absorbentes saturables pueden generar pulsos en el margen de los picosegundos y en esta zona, la muy ancha línea de emisión del láser de vidrio (10 a 20 nm) es de gran ayuda.

Es de señalar el hecho de que la potencia de salida de estos láseres puede mostrar una serie de pulsaciones irregulares aparte de las oscilaciones normales. Estas pulsaciones producen un conjunto de líneas muy nitidas dispersadas en un intervalo de longitudes de onda que depende de la potencia de bombeo y puede llegar a abarcar hasta 100 Å para potencias de 400 julios. Para mayores intensidades de bombeo pueden incluso presentarse bandas laterales.

La forma de trabajo continua aquí es mucho más difícil de conseguir que los de cristal debido a la menor conductividad térmica del vidrio. Se ha conseguido, no obstante, trabajar de forma continua en varillas de diámetro muy pequeño, incluso a temperatura ambiente.

Sus mayores ventajas son la flexibilidad en tamaño y forma y su excelente calidad óptica. Existe una cierta posibilidad de variar algunas propiedades físicas tales como el índice de refracción, que puede variar de 1,5 a 2,0 por selección de las impurezas en el vidrio. Es posible igualmente ajustar el coeficiente de temperatura del índice de refracción de forma que se obtengan cavidades ópticas más estables térmicamente.

Con todo lo anterior hemos visto muy someramente las diferentes propiedades de los láseres de Nd bien dopando al YAG o al vidrio se complementan entre si. El YAG es así atractivo para una forma de trabajo continua o de alta velocidad de repetición, mientras que el de vidrio es preferible para velocidades modestas de repetición (en el margen de 1 pps), alta energía de pulsos, altas potencias por cambio de Q y bloqueo de modos.

3.4. LASER DE HELIO-NEON

El láser de He-Ne fue el primer láser que empleó un medio gaseoso para la acción láser y en el primero de cualquier otro tipo que se obtuvo acción continua. Su alta coherencia, - tanto temporal como espacial, y su relativa sencillez ha hecho de él un dispositivo altamente empleado para numerosas aplicaciones. Una representación esquemática de un láser de este tipo puede verse en la Fig. 3.11

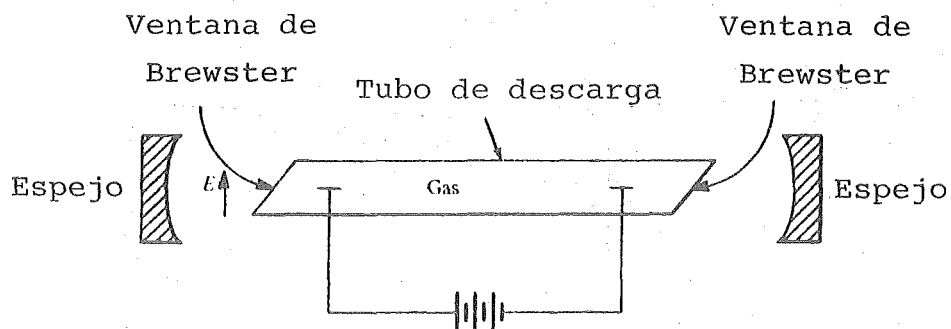


Fig. 3.11

Debido a que las líneas de resonancia atómica en los gases vienen determinadas principalmente por el efecto de ensanchamiento Doppler que ya hemos visto en el capítulo anterior y este es relativamente pequeño, el mecanismo más común de bombeo en un láser de gas es el que lleva consigo la excitación de choques con electrones y otros átomos en una descarga en el gas. En un láser de He-Ne, esta descarga puede realizarse en el tubo bien haciendo pasar una corriente continua por la mezcla de gas que se encuentra típicamente con 1 torr de He y 1 torr de Ne, o bien un campo de RF. Cuando ocurre la descarga, algunos átomos se ionizan, creando iones positivos y electrones libres. Estos últimos no son acelerados, aumentando su energía lo que constituye la primera etapa del proceso de excitación y, conjuntamente con la ayuda del diagrama de niveles de energía de la Fig. 3.12, puede usarse para explicar la obtención de la inversión de poblaciones entre los numerosos niveles de Ne en el láser de He-Ne.

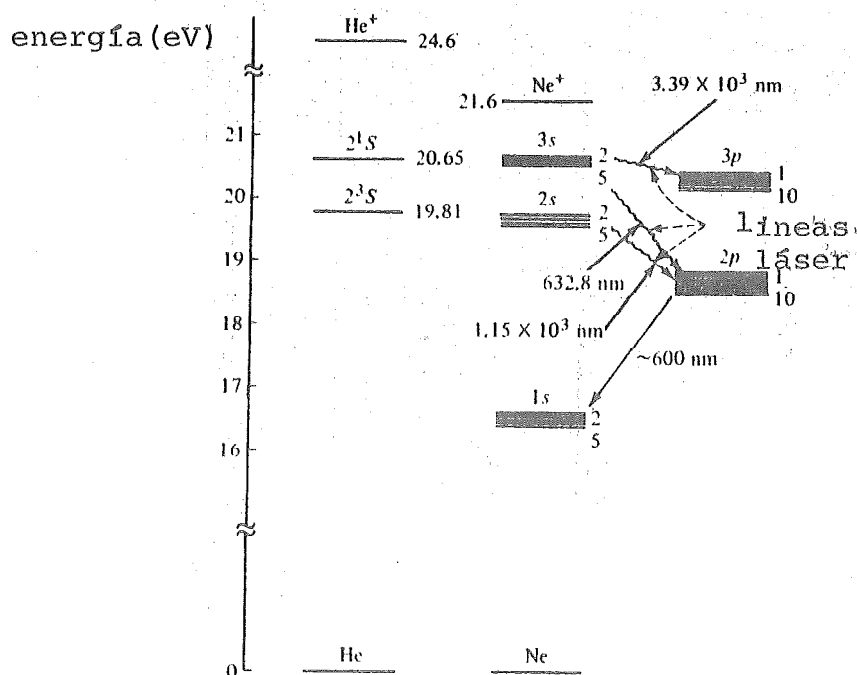


Fig. 3.12

Cuando los electrones, suficientemente energizados en la descarga gaseosa, chocan contra los átomos de He, excitan de una forma muy eficiente a estos, principalmente a los niveles 2^1S y 2^3S . Cuando estos átomos excitados de He chocan con los sin excitar de Ne, pueden intercambiar sus energías haciendo que los átomos de Ne pasen de nivel básico a los 3s y 2s, respectivamente, mientras que los de He vuelven al estado básico. Si este proceso de colisiones inelásticas habría de realizarse con una eficiencia relativamente alta, los niveles del He y el Ne tendrían que ser casi coincidentes. Y afortunadamente esto se cumple entre el He y el Ne, gracias a los niveles metaestables 2^1S y 2^3S del He y a la pequeña diferencia de energías entre los niveles excitados del He y el Ne. Este mecanismo de bombeo actuará de forma continua para poblar los niveles 3s y 2s del Ne lo que sugiere la posibilidad de obtener inversión de poblaciones entre estos niveles y los inferiores del Ne, lo que en realidad ocurre gracias a que los tiempos de relajación son favorables. Las tres líneas más importantes en un láser de He-Ne son las que aparecen en la Fig. 3.12 y llevan consigo las siguientes transiciones: 3s a 2p (línea roja a 6328 Å), 2s a 2p (línea en el infrarrojo a 1,15 μ) y la 3s a 3p (infrarroja a 3,39 μ). La primera es la más extendida en su uso mientras que la última es la que posee mayor ganancia. Es muy común obtener la oscilación simultánea de las tres líneas anteriores por lo que si se desea una única oscilación, tal como la de 6328 Å, han de tomarse medidas especiales para eliminar el laseado para otras líneas. Una de estas técnicas es la ilustrada en la Fig 3.13. El prisma de Littrow está diseñado de forma que la radiación con la longitud de onda deseada entra y sale con el ángulo de Brewster. Las frecuencias son reflejadas con un ángulo que las defleca del eje del tubo de plasma.

Los láseres comerciales típicos emplean tubos de entre 10 cm y 1,8 cm pudiendo producir una potencia continua desde fra

cciones de milivatios a 80 mw. El tubo de plasma posee usualmente ventanas en los extremos formando ángulos de Brewster, con lo que únicamente la radiación que posea la polarización adecuada será transmitida a través de la interfase sin sufrir reflexiones, lo que da lugar a una luz linealmente polarizada, usualmente en el modo TEM_{00} .

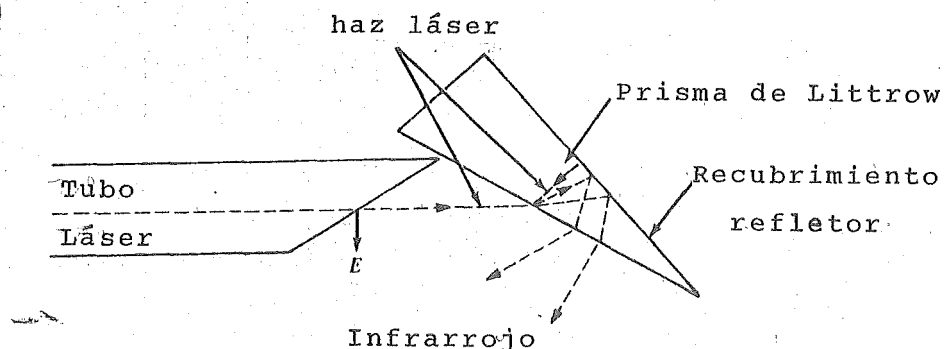


Fig. 3.13

3.5. LASERES DE ARGON Y OTROS IONES

Cuando se emplean altas densidades de corriente para establecer la descarga en un gas, es posible, al mismo tiempo que se logra ionizar el gas, obtener inversiones de población entre los niveles de energía de los iones. Los láseres que emplean iones como medio activo han dado lugar a trabajo tanto en onda continua como pulsada, de alta potencia, y en el margen del visible. De todos ellos el más importante es el de argón en el que este gas, simplemente ionizado, actúa como medio láser, pudiendo emitir varios vatios bien en el azul (4880 Å) o el verde (5154 Å).

La forma de trabajo del láser de argón simple puede com-

prenderse con ayuda de la Fig. 3.14. Igual que antes, mediante una descarga continua o de RF se generan electrones libres en el plasma con una energía media de 4-5 eV. Sin embargo, ya que los niveles superiores están por encima del nivel básico a unos 20 eV ($1\text{eV}=8066\text{ cm}^{-1}$), se requieren múltiples colisiones para llevar los iones a niveles que puedan ser útiles. Una vez que se encuentran en ellos pueden conseguirse a una alta inversión de poblaciones bien de forma continua o temporal, de acuerdo con las velocidades de relajación. Debido a que los niveles finales láser se encuentran por encima del básico a unos 17 eV, tendrán poblaciones despreciables incluso a la alta temperatura del plasma. Los dos subniveles del estado $4S^2P$ que pueden servir como niveles láser inferiores, poseen unas vidas muy pequeñas, con lo que decaen muy rápidamente al nivel básico, ayudando esto al mantenimiento de la inversión de poblaciones.

La alta densidad de corriente necesaria para el bombeo de los iones requiere una alta potencia de entrada, unos tubos bastante caros (por lo general de cuarzo, BeO o cerámicos) y una refrigeración por agua para disipar la gran cantidad de calor generado en el proceso.

Si no se introducen elementos dispersivos en la cavidad, el láser oscilará en varias líneas simultáneamente. Si en cambio se introduce un elemento dispersivo, tal como un prisma, se deflectarán todas las líneas, a excepción de la deseada, del eje del tubo con lo que se logrará una única línea, pero no aparecerá aumento en la potencia de esta única línea sobre la que se obtendría en la forma de trabajo en varias líneas conjuntamente. Ventanas de Brewster se emplean para polarizar linealmente la luz siendo la salida típicamente en un modo TEM_{00} . Comercialmente, las unidades normales dan alrededor de 6 w de potencia con todas las líneas y aproximadamente 2,5 w en cada una de las dos líneas más intensas.

El laseado de muchos otros iones tales como kriptón, neon

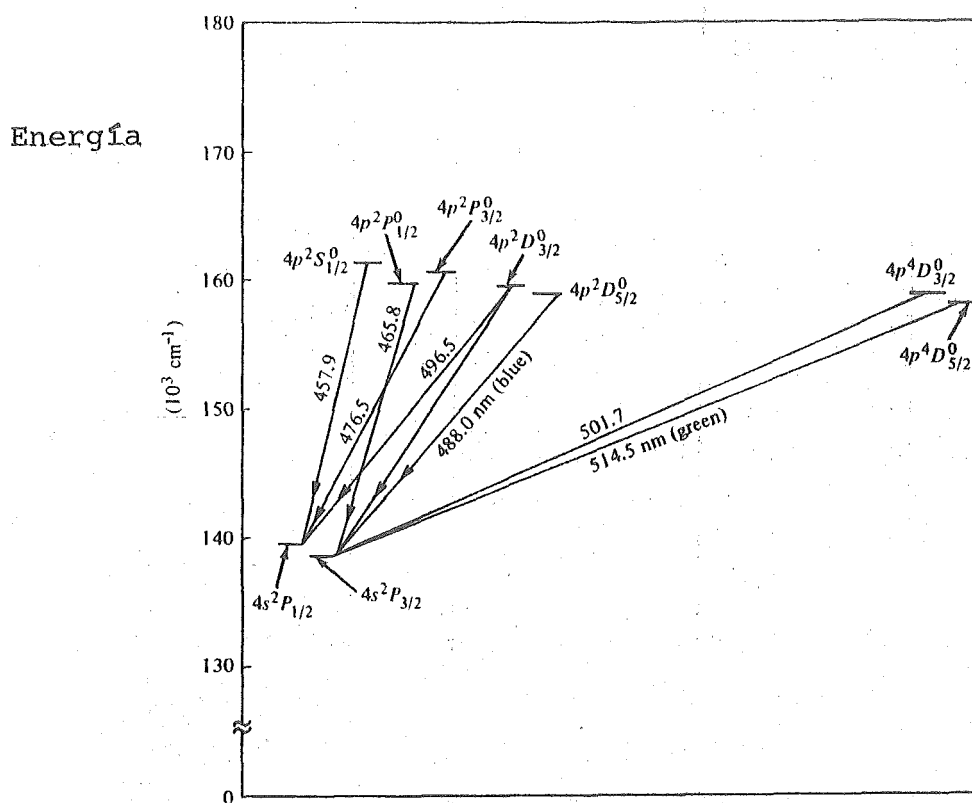


Fig. 3.14

xenon y algunos más ha sido también demostrado, pero la mayor parte trabajan solamente desde una base de pulsos. De todos ellos, el más normal comercialmente, es el kriptón. Este láser emite onda continua en un ancho espectro de longitudes de onda: 6471 Å (rojo), 5682 Å (amarillo), 5208 Å (verde) y 4762 Å (azul), bien obtenidos simultáneamente o bien individualmente con el uso de un prisma. Las potencias típicas de las líneas individuales varían entre unas decenas de milivatios a 200 mW (la línea 6471 es la más intensa) siendo la potencia total para todas las líneas conjuntamente de unos 400 mW.

Finalmente hay que señalar que una mezcla de dos gases, tales como el argón y el kriptón, puede usarse para generar luz a las longitudes de onda de ambos constituyentes.

3.6. LASER DE DIOXIDO DE CARBONO

Sin ninguna duda el láser más importante tanto desde un punto de vista industrial como científico es el de CO_2 . En él, las transiciones entre los niveles rotacionales-vibracionales

pueden proporcionar una gran potencia tanto continua como de pulsos, con una eficiencia relativamente alta (hasta un 30%) para longitudes aproximadas de 10^4 nm. Estas importantes características parten directamente del hecho de que el CO_2 es un miembro de una clase de Láser denominadas láseres moleculares, que poseen unas propiedades bastantes diferentes de las que los átomos o los iones actúan como medio láser.

En comparación con los átomos o los iones, la estructura de los niveles de energía de las moléculas es bastante más complicada y parte de tres fuentes: movimientos electrónicos, vibracionales y rotacionales. De igual forma que en los átomos aislados, los electrones en las moléculas pueden excitarse a niveles superiores de energía, correspondiendo las transiciones entre estos niveles discretos a frecuencias en el visible y en el ultravioleta. Independientemente del estado de energía electrónica, los núcleos atómicos, que se encuentran unidos merced a fuerzas de enlace moleculares vibrarán alrededor de sus posiciones de equilibrio dando lugar a niveles de energía vibracional cuantificados. La separación de energía entre los niveles vibracionales del mismo estado de energía electrónica generalmente corresponde a frecuencias en el margen del próximo y mediano infrarrojo, y vemos así que cada uno de los niveles electrónicos ampliamente espaciados se separarán en numerosos subniveles vibracionales. La Fig. 3.15 indica los tres posibles modos de vibración de la molécula de CO_2 en el estado electrónico inferior: el simétrico, el angular y el asimétrico. Cada uno de ellos está cuantificado: las separaciones entre niveles adyacentes de energía son de aproximadamente 1337 cm^{-1} , 667 cm^{-1} y 2349 cm^{-1} , respectivamente. Hay que hacer notar que el movimiento angular es degenerado, reflejando las dos posibles direcciones de movimiento perpendicular al eje de la molécula. Finalmente, una molécula en cualquier nivel vibracional-electrónico pueden experimentar rotaciones en torno a diferentes ejes en el espacio. Este movi-

miento rotacional, debido a las leyes de la mecánica cuántica, da lugar a niveles de energía discretos muy próximos entre si,

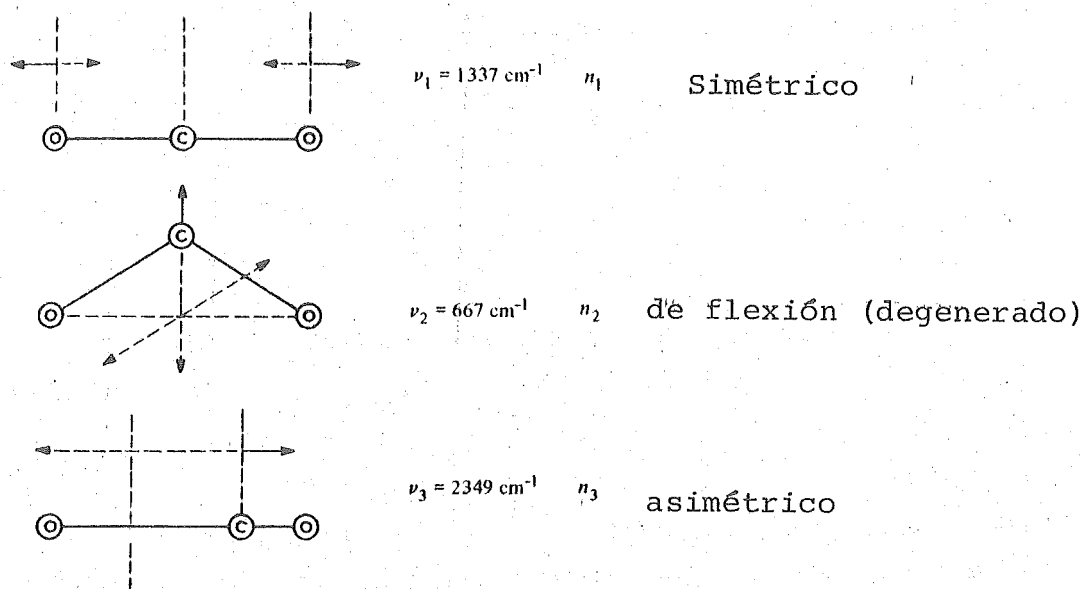


Fig. 3.15

subdividiéndose posteriormente cada nivel vibracional en una serie de niveles cuyas separaciones de energía corresponden a frecuencias en el infrarrojo lejano. Las transiciones de laseado ocurren entre un subnivel rotacional de un nivel vibracional y otro subnivel rotacional de un nivel vibracional inferior, en los que los números de la cantidad de movimiento angular de los niveles rotacionales difieren en la unidad.

Los niveles vibracionales de energía del láser de CO_2 en el nivel básico electrónico aparecen en la Fig. 3.16. Cuando se establece una descarga en el gas, las moléculas de CO_2 se excitan a niveles electrónicos superiores, desde donde caen al nivel $00^0 1^*$. Velocidades de relajación favorables permiten el establecimiento de la inversión de población entre el nivel $00^0 1$ y el $10^0 0$, dando lugar al laseado entre numerosos niveles rotacionales alrededor de los $10,6 \times 10^3 \text{ nm}$, o entre los $00^0 1$ y el $02^0 0$ dando lugar a una oscilación alrededor de $9,6 \times 10^3 \text{ nm}$. Se ha -

* Se usa la notación n_1, n_2^1, n_3 para designar el grado de excitación de los modos vibracionales simétrico, angular y asimétrico respectivamente.

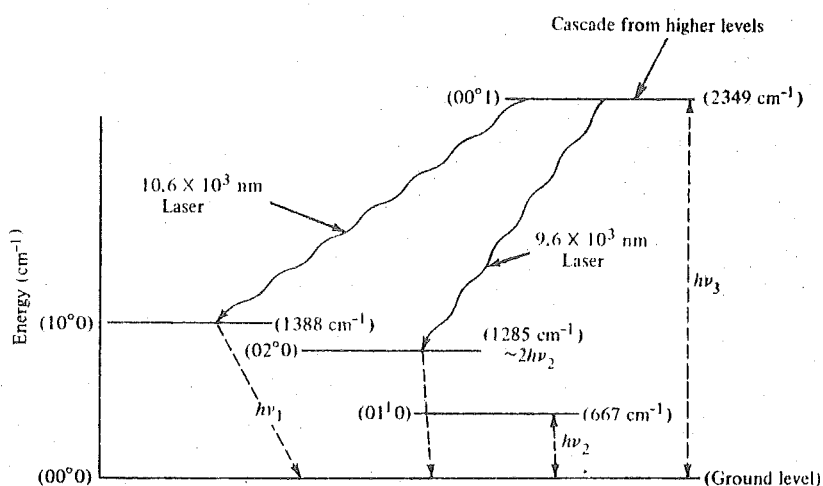


Fig. 3.16

encontrado que la presencia de algunos otros gases como el N₂ o el H₂ aumentan considerablemente la potencia global y la eficiencia del láser. El papel de las moléculas de N₂ es enviar la energía recogida a través de las colisiones con los electrones a los niveles láser superiores mediante un proceso de choque con las moléculas de CO₂. Este proceso de colisión es de alta eficiencia en su transferencia de energía, debido sobre todo a la larga vida media del estado excitado del N₂, y la completa coincidencia de los niveles de energía de ambos. El papel del He se cree es aumentar la población del estado 00°1 y también ayudar a vaciar el nivel láser inferior.

Los láseres de CO₂ disponibles comercialmente pueden proporcionar varios cientos de vatios de potencia continua, o varios kilovatios de potencia de pico en forma pulsada. Las técnicas convencionales de refrigeración conducen a una potencia continua de salida limitada a unos 50 w/m. Sin embargo, ciertos diseños radicalmente nuevos, tales como un láser por transporte de gas, para operación en onda continua, en el que el gas fluye trans-

versalmente a los ejes de la cavidad siendo reciclado continuamente, u otro láser a presión atmosférica excitado transversalmente (TEA), para trabajar en pulsos de alta energía, pueden - llegar a dar energías y potencias muy superiores a las actuales en uso (más de 1000w en onda continua y kilojulios de energía en pulsos gigantes de varios cientos de nanosegundos de longitud)

Finalmente, hay que hacer notar que la larga vida media, relativamente, de los niveles láser superiores permite operación por cambio de Q, en la que pueden conseguirse cientos de kilovatios en el pico de los pulsos. Un espejo rotatorio puede emplearse en una forma de trabajo mediante cambio de Q mientras que un absorbedor saturable tal como el F_6S puede usarse para cambiar el Q o bloqueo de modos. Mucho mayores picos de potencia en pulsos pueden conseguirse mediante los láseres TEA.

3.7. LASER DE VAPOR DE AGUA

El margen espectral entre las microondas y el infrarrojo se ha encontrado durante bastante tiempo falto de fuentes coherentes de energía. Con el descubrimiento de numerosas líneas láser en la región submilimétrica, gracias a moléculas como el H_2O y el NCH , se ha completado este margen abriéndose así una - nueva parte del espectro al trabajo de científicos e ingenieros.

El láser de vapor de agua es quizás el más común de los láseres de longitud de onda submilimétrica habiéndose demostrado su acción en más de un centenar de líneas trabajando en pulsos y alrededor de una docena en continua. En forma de pulsos se ha llegado a varios centenares de vatios mientras que en continua se han obtenido algunos milivatios, todos ellos en el margen de longitudes de onda de 7×10^3 a 220×10^3 nm. Las líneas más prominentes en continuo son las de $27,97 \times 10^3$ nm y de $118,65 \times 10^3$ nm.

El laseado en el vapor de agua resulta generalmente, bien de una transición vibracional-rotacional o de una transición puramente rotacional, en un modo vibracional particular. El establecimiento de la inversión de poblaciones en estos niveles puede explicarse con la ayuda de los niveles de energía más importantes que aparecen en la Fig. 3.17. Los niveles vibracionales $\nu_1(100)$, $\nu_2(010)$ y $\nu_3(001)$ corresponden, de nuevo, a los movimientos simétrico, angular y asimétrico de la molécula, análogamente al caso del CO_2 . Para las temperaturas típicas del gas

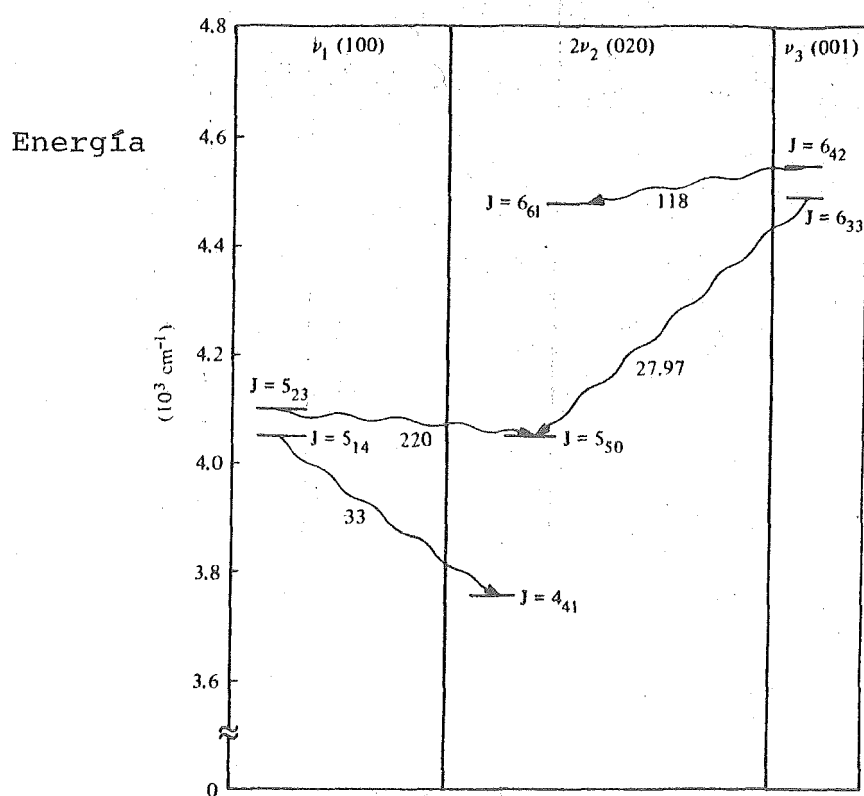


Fig. 3.17

en la descarga, la mayor parte de las moléculas se encuentran en el estado básico vibracional del estado básico electrónico. A partir de este estado son excitados por choque con los electrones a estados electrónicos superiores y a niveles vibracionales superiores. A continuación las moléculas decaen al nivel láser superior que son los niveles rotacionales de los niveles vibracionales $\nu_1(100)$, $2\nu_2(020)$ y $\nu_3(001)$, del estado básico electrónico. Aunque las probabilidades de transición entre los niveles vibracionales-rotacionales del H_2O no tienen ganancia suficiente para permitir la acción láser, el mezclado de los niveles vibra

cionales aumenta la ganancia y permite la acción láser en cuanto se consigue la inversión de poblaciones.

3.8. LASERES DE TINTURA ORGANICA (DYE LASERS)

La gran variedad de láseres existentes se amplía con el tipo de los que utilizan tinturas orgánicas, disueltas en diversos disolventes (p. ej.: agua, alcohol etílico, etc), como medio activo. Estas tinturas poseen unas líneas láser relativamente amplias que, conjuntamente con su bajo costo, ofrecen una fuente coherente y sintonizable relativamente barata.

Las transiciones láser en tinturas orgánicas ocurren entre subniveles vibracionales asociados con diferentes estados electrónicos de las moléculas. La inversión de poblaciones requerida se consigue por medio de un bombeo óptico bien con lámparas de flash de pequeño tiempo de subida o con láseres pulsados, de Q cambiante o continuos. Los espectros de absorción y de emisión de una molécula orgánica típica quedan ilustrados en la Fig. 3.18 donde puede verse que el espectro de absorción es,

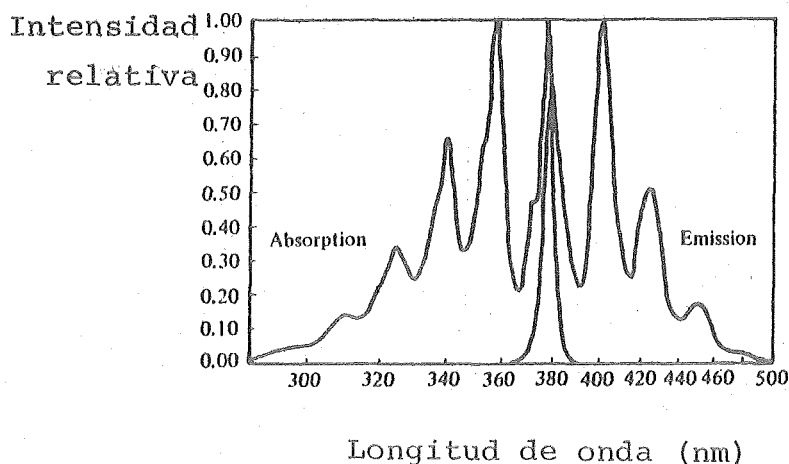


Fig. 3.18

aproximadamente la imagen especular del espectro de emisión con respecto a la máxima longitud de onda. Para obtener la emisión en el extremo de alta frecuencia del visible, es necesario bombear la disolución con una radiación ultravioleta, que puede obtenerse de la línea 3371 \AA , de un láser de N_2 , el segundo armónico de un láser de rubí de Q cambiante a 3471 \AA , o una lámpara de flash adecuadamente elegida. Para una emisión a mayores longitudes de onda, puede emplearse bombeo con láseres o con lámparas de flash cuya emisión visible cae dentro del margen de absorción de la tintura particular usada. El laseado continuo fué difícil de conseguir debido a la acumulación de moléculas en un estado particular que absorbe fácilmente la radiación a la longitud de onda del láser. Esto tiende a aumentar las pérdidas ópticas en la cavidad e inhibe el proceso de laseado. Para obtener una oscilación continua, han de tomarse esfuerzos especiales para limitar la acumulación en ese estado, lo que explica el hecho de que el laseado es más fácil de conseguir en forma pulsada, con longitudes del pulso típicas del orden de varios nanosegundos. Las velocidades de repetición vienen limitadas usualmente por la fuente de bombeo a aproximadamente 25 pps, aunque pueden conseguirse mayores velocidades para ciertas longitudes de onda a costa de una potencia de salida menor.

Las tinturas orgánicas poseen, usualmente, un espectro de fluorescencia de emisión de varios cientos de angstroms que dan lugar a la característica más señalada de este tipo de láser: su sintonizabilidad en ancho margen. Puede conseguirse una sintonía continua en toda la banda de emisión fluorescente, que puede alcanzar aproximadamente a mil angstroms. Esto se logra sustituyendo uno de los espejos de la cavidad por una red de difracción lo que da lugar a un estrechamiento de la anchura de la línea de salida de hasta 1 \AA , sin ninguna pérdida en la potencia. La sintonizabilidad en la mayor parte del espectro visible puede obtenerse empleando diferentes tinturas cuyos espectros de emisión abarcan diferentes, y preferentemente adyacentes, partes

del margen deseado con lo que se cubre todo el espectro. La energía obtenible bajo condiciones de trabajo en pulsos, en láseres obtenibles comercialmente, se encuentra por debajo de un milijulio para los bombeados por otro láser y llega a una fracción de julio para los bombeados por flash. Las potencias de pico de salida tienden a depender de la concentración de tintura y de la velocidad de los pulsos y son normalmente del orden de varias decenas de kilovatios para los bombeados por láser y mayores para los bombeados por flash. La potencia en continua es del orden de varias decenas de milivatios y varía con la longitud de onda.

A pesar de algunas desventajas, tales como la tendencia a descomponerse con el uso, el láser de tintura, debido a su característica esencial de amplia y sencilla sintonizabilidad, puede encontrar extensivo uso en el futuro en aplicaciones que requieren energías no muy altas en pulsos y potencias medias en onda continua, tales como para espectroscopía y aplicaciones biológicas.

3.9. BREVE RESUMEN DE LOS LASERES COMERCIALES MAS USUALES

La tabla 3.1 da un breve resumen de las características de salida más importantes de varios tipos de sistemas láser comercialmente disponibles.

GAS LASERS

Type	Wavelength (s) (nm)	Beam Divergence (mrad)	Beam Diameter (1/e ² pt., mm)	Operating Mode	Repetition Rate (pps)	Pulse Width (s)	Output Power (W)	
							TEM ₀₀	Multimode
HeNe	632.8	0.8	1.4	CW			0.0006	
		1	1.1	CW			0.015	
Ar	451.9 to 514.5	0.8	1.4	CW			2	
	488.0 or 514.5	0.8	1.4	CW			0.7	
CO ₂	10.6 × 10 ³	2	10	CW	1000	0.001	200	250
		2	10	Pulsed				600
		2	10	Q-switched				100000
			30	CW				1000
CO ₂ (TEA)			0.25	Pulsed	400	0.4 × 10 ⁻⁶		100000
HeCd	325.0	0.5	1.3	CW			0.005	

SOLID-STATE LASERS

Type	Wavelength (nm)	Beam Divergence (mrad)	Beam Diameter (1/e ² pt., mm)	Operating Mode	Output Characteristics			
					Max Pulse Energy (J)	Peak Power (W)	Pulse Width (μs)	Rep Rate (pps)
Cr ³⁺ : Al ₂ O ₃ (Ruby)	694.3	10	6	Pulsed	80	10 ⁵	300-6000	1
		10	6	Q-switched	20	10 ⁹	0.015	2 (ppm)

Type	Wavelength (nm)	Beam Divergence (mrad)	Beam Diameter (1/e ² pt., mm)	Operating Mode	Output Characteristics			
					Max Pulse Energy (J)	Peak Power (W)	Pulse Width (μs)	Rep Rate (pps)
Nd ³⁺ :glass	1.06 × 10 ³	10	6	Pulsed	125	10 ⁶	500–10000	1
		10	6	Q-switched	30	10 ⁹	0.015	2 (ppm)
Nd ³⁺ :YAG	1.064 × 10 ³	3	4	Q-switched	0.005	5 × 10 ³	0.1	50,000
		8	4	Pulsed	4			20
		3	4	CW	TEM ₀₀ –20W, Mult-mode–150W			

INJECTION LASERS

Type	Wavelength (nm)	Rep Rate (pps)	Pulse Width (μs)	Peak Power (W)	Diode or Array	Line Width (Å)	Current (A)		Operating Temperature (°C)
							Threshold	Peak	
GaAs	900.0	5000	0.2	8	diode	40	25	75	25
		5000	0.2	100	array	75	25	75	25

TUNABLE LASERS

Type	Tunable Spectral Range (nm)	Beam Divergence (mrad)	Beam Diameter (1/e ² pt., mm)	Pulse Width (ns)	Energy per Pulse (nJ)	Rep Rate (ppm)	Avg. Power (mW)
Dye	360.0–650.0	3	5	2–8	0.02	25	<2.5
	560.0–640.0	2	3	CW			<50

3.10. GENERACION DE PULSOS GIGANTES Y AMPLIFICACION

3.10.1. El principio del cambio de Q

Las pulsaciones irregulares del láser son profundamente perturbadoras para casi todas las aplicaciones y en especial para comunicaciones, donde el control de su aparición y la intensidad son de particular importancia. Afortunadamente es posible - eliminar estas irregularidades y, al mismo tiempo, aumentar considerablemente la intensidad del pico mediante la regulación de la regeneración en el láser. Este método de control fue propuesto por vez primera por Hellwarth en 1961. Su realización es mediante la separación de uno de los espejos extremos de una cara del rubí y la colocación de un obturador rápido entre ambos. Con el obturador cerrado, la excitación en el rubí puede llegar a un valor muy por encima del umbral con el obturador abierto. Este obturador se mantiene cerrado hasta que se alcanza una muy alta excitación; cuando se abre, la radiación aumenta considerablemente y todo el exceso de la excitación se descarga en un tiempo extremadamente corto. La intensidad del pulso resultante excede así a la obtenida de un láser ordinario en varias órdenes de magnitud. Debido a esta muy alta potencia, el destello así producido se denomina pulso gigante.

Como ya hemos visto en secciones anteriores, el láser alcanza el umbral de las oscilaciones cuando α , esto es, la amplificación por unidad de longitud alcanza el valor.

$$\alpha = \gamma/L \quad (10.1)$$

donde γ eran las pérdidas funcionales en un paso a través del láser y L la longitud del material activo. La cantidad α era - proporcional a la inversión de poblaciones $N = N_2 g_1 / g_2 - N_1$. Cuando el láser se bombea ópticamente, el valor de N aumenta, pero

las oscilaciones del láser no comienzan hasta que la inversión de poblaciones alcanza el valor umbral determinado por 10.1. Cuando se alcanza ese punto, la densidad de radiación crece rápidamente evolucionando progresivamente las transiciones estimuladas hasta que la inversión desaparece pasando el material láser a situarse por debajo del umbral. Vemos así que la máxima inversión alcanzada viene controlada por la γ del láser.

El láser, por otra parte, puede considerarse como un oscilador compuesto de un amplificador con un dispositivo de realimentación. Mirado así, la condición de oscilación habrá de ser que la ganancia del amplificador habrá de ser al menos igual a las pérdidas en el sistema. Sabemos también que la relación de pérdidas de un sistema se describe frecuentemente mediante el Q o factor de calidad. Cualquier perturbación que disminuye este factor de calidad aumenta γ y, con ello, se aumentará la inversión de poblaciones a la que la oscilación podrá comenzar. Debido a esta relación, las técnicas usadas para retrasar el comienzo de las oscilaciones por un aumento momentaneo de las pérdidas en el láser se denominan de cambio de Q (" Q - switching").

El cambio de Q puede conseguirse mediante la variación de la reflectividad de uno de los espejos, o por inserción de un diafragma, o por cambio de los caminos de los rayos entre los espejos, o también por cambio de la transparencia del material de la cavidad láser. El requisito esencial, en cualquiera de todos ellos, es que el cambio de Q sea rápido comparado con la vida media de un fotón en la cavidad y que el tiempo de cambio de bajo Q a alto Q sea escogido de forma que asegure la acumulación de la mayor inversión posible en el material.

El resultado típico de un experimento con éxito de cambio de Q es la eliminación de las abundantes pulsaciones irregulares que duran, en el caso del rubí, alrededor de 0,5 mseg y la aparición de un pulso único de menos de 0,1- μ seg de duración con una intensidad de pico de, al menos, mil veces más que la poten-

cia media del pulso anterior.

Supongamos ahora que podemos variar rápidamente la reflectividad de uno de los reflectores del láser. Hagamos la reflectividad del otro espejo aproximadamente igual a la unidad y usemos el espejo con reflectividad variable como lugar de salida del láser. El problema que se presenta es cómo variar la reflectividad de la salida para obtener un pulso corto con la mayor potencia posible. Y para ello lo primero que se deberá seleccionar es una reflectividad relativamente pequeña. Esto hará una cavidad con un Q bajo en la que podrán conseguirse altas inversiones sin que comiencen las oscilaciones. Si se cambia, a continuación, la reflectividad a un valor alto con el consiguiente aumento del Q , se producirá un rápido aumento de la densidad de radiación a un alto valor en el láser. Aunque la densidad de radiación haya adquirido un valor muy alto, la vida media de los fotones en el láser será larga debida a la alta reflectividad con lo que la radiación no será capaz de abandonar la cavidad a alta velocidad. Se obtiene con ello una subida rápida y una caída lenta en el pulso. A fin de obtener un flujo de radiación de alto valor, habremos de eliminar la radiación lo más rápidamente posible con un espejo de alta reflectividad. El objetivo de producir un pulso corto de la mayor intensidad posible de pico obliga a un nuevo cambio: una disminución de la reflectividad programada para que ocurra cuando la densidad de radiación en el láser alcance su pico. Este doble cambio fue propuesto por Vuylsteke en 1963 y un láser trabajando de esta forma se denomina en el "modo de transmisión de pulsos" (PTM). A pesar de sus ventajas por las dificultades que presenta apenas ha sido empleada esta técnica.

Las técnicas de cambio de Q llevan consigo una gran variedad de procesos, la mayor parte de los cuales se basan en una señal externa o en una interferencia para cambiar la regeneración de la cavidad del láser. Estas técnicas, extremadamente controladas desde el exterior, se complementan por la técnica

que aprovecha la decoloración de las tinturas saturables. El flujo luminoso creciente dentro del láser es capaz de disminuir bruscamente el poder de la absorción de ciertas soluciones colocadas en la cavidad láser. Esta disminución rápida de la absorción tiene el mismo efecto que la eliminación de un obstáculo en el camino del haz. Cuando se ajusta adecuadamente, estos láseres se disparan ellos mismos emitiendo un pulso gigante. La mayor parte de las técnicas de cambio de Q se han usado con láseres de rubí o de neodimio llegando a la región de los megavatios. En combinación con amplificadores y técnicas de recortado de pulsos, pueden conducir a márgenes de los gigavatios. Aunque se han empleado con otros láseres, debido a que su interés principal se encuentra en los de estado sólido, nos centraremos aquí en estos.

3.10.2.- Técnicas de cambio externo de Q

Cambio Electro-Óptico

El primer láser de rubí actuando por cambio de Q fue construido en 1961 por Mc Clung y Hellwarth empleando un obturador electro-óptico. En su esquema se hacía uso del hecho de la polarización natural preferencial de la emisión estimulada del rubí que se observa cuando el eje óptico del rubí no coincide con el eje del cilindro. La ganancia del rubí excitado es la mayor para una radiación cuyo vector eléctrico es perpendicular al eje óptico. El cambio de Q se realiza entonces por medio del esquema mostrado en la Fig. 3.19. Una célula Kerr de nitrobenzono se coloca entre uno de los espejos y la varilla de rubí de forma que el campo eléctrico se aplique a 45° al plano del eje c del rubí.

Cuando se aplica campo eléctrico a la célula Kerr, esta pasa a su valor $\lambda/4$, con lo que la polarización de la radiación que pasa dos veces por la célula gira 90° con respecto al plano favorable de polarización. Con ello, la ganancia es pequeña y -

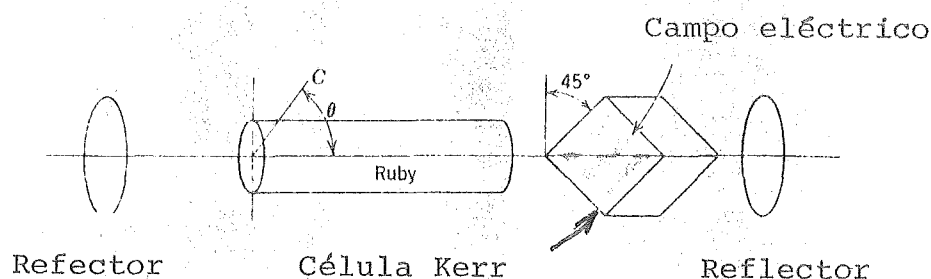


Fig. 3.19

la regeneración global es insuficiente para lograr la oscilación hasta que se alcanza un nivel mucho mayor de lo que se precisa sin célula.

Para lograr un pulso gigante, se activa la célula Kerr, se produce un destello de la lámpara de excitación y al cabo de 500 μ s se desexcita la célula. La forma de los pulsos y el tiempo de los mismos son reproducibles. Una figura típica de osciloscopio es la 3.20. Un pico total de intensidad de 600Kw fue obtenido con un cilindro de 3 cm de longitud y 0,9 cm de diámetro. Esto contrasta con los 6Kw obtenidos sin cambio de Q. En dos años se superaron con esta técnica los 100Mw.

La operación de la célula Kerr requiere un voltaje continuo de unos 10Kv, pero sin consumo de corriente. A fin de conseguir un gobierno rápido, el obturador se mantiene cerrado con el voltaje aplicado a la célula, abriéndose cortocircuitando las placas de la célula. Con ello se llegan a tiempos de 5ns, tiempo este mucho menor que el requerido para la evolución del pulso.

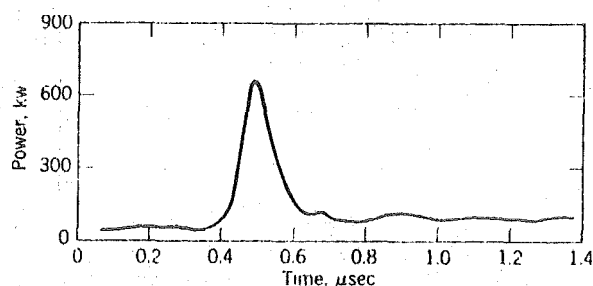


Fig. 3.20

Variaciones de esta técnica son entre otras, la incorporación de un prisma de Glan-Thomson entre la varilla láser y la célula Kerr.

Cambio Mecánico

La idea de emplear unas aspas giratorias para abrir y cerrar el circuito fue de las primeras que surgieron. Así, en 1962, Collins y Kisliuk demostraron la misma acción vista antes, con este método. Un esquema es el de la Fig. 3.21.

Su principal desventaja es su lentitud que puede llegar, como mucho, a 10^4 rpm.

Otra forma de conseguir algo similar ha sido mediante la leve rotación de uno de los espejos o el cambio de éste por un prisma rotatorio totalmente reflectante. Este método es de todos los mecánicos, el más usado para la generación de pulsos gigantes. El destello del flash, en cualquier caso, habrá de estar totalmente sincronizado con la rotación, bien del espejo o del

prisma, de manera que aquel tenga lugar a un tiempo predeterminado antes de que estos lleguen a la posición totalmente reflectante .

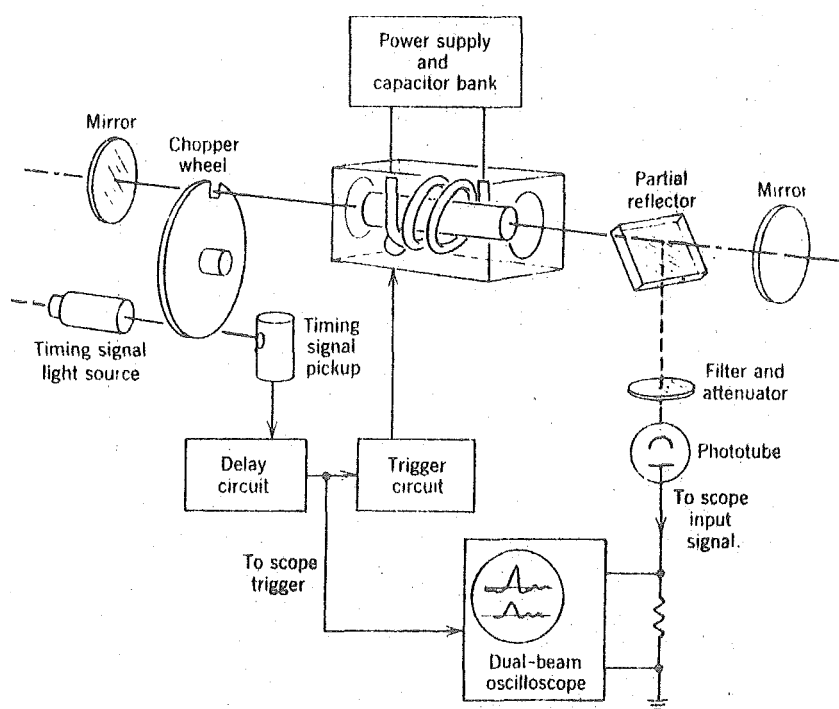


Fig. 3.21

Deflexión Acústica

Un método muy interesante de variación del Q es el debido a la deflexión de ondas luminosas mediante un haz de ultrasonidos. Un haz de este tipo puede producirse en un fluido situado en una célula dentro de la cavidad láser. El haz de ultrasonidos se propaga perpendicularmente al camino de la luz; la deflexión de ésta se deriva de las compresiones y descompresiones alternativas que modifican la densidad y el índice de refracción del líquido

La Fig. 3.22 muestra el equipo experimental de DeMaria y sus colaboradores. En él los espejos reflectores no se encuentran paralelos, encontrándose uno de ellos desviado a un pequeño ángulo del orden de 1 mrad de su correcta posición en un resonador de Fabry-Perot. Esta desviación hace que, con el bombeo óptico disponible, no se llegue a las oscilaciones láser. Cuando la inversión de poblaciones llega a un valor adecuado se

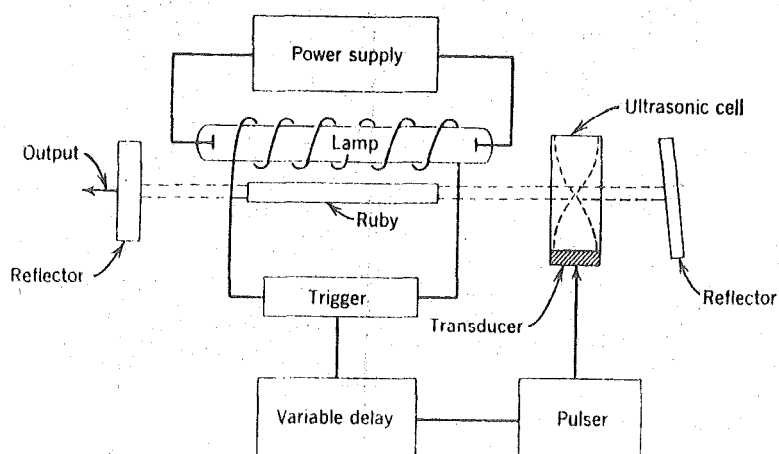


Fig. 3.22

produce la activación de la célula ultrasónica con un pulso de corta duración. Ello hace que la radiación espontánea del rubí se desvíe del eje al refractarse el haz en su paso por la célula. Con esto, la radiación se dirigirá, con el ángulo adecuado, al espejo reflector produciéndose, en consecuencia, un pulso gigante.

Este obturador ultrasónico puede usarse, no solo para la generación de pulsos gigantes sino también para la sincronización de las pulsaciones aleatorias de un láser mediante la adecuada frecuencia externa.

3.10.3.- Absorbedores saturables

Aunque el momento del inicio de un pulso gigante viene gobernado por el obstáculo colocado en la cavidad óptica, la intensidad de la radiación en su interior puede alcanzar valores muy altos según va evolucionando la excitación del material. Este aumento de la radiación es posible emplearle como instrumento de punción del obstáculo y conseguir así la iniciación del pulso. Esta idea condujo a la construcción de conmutadores de Q de un único disparo en los que una delgada película de metal - era evaporada sobre un vidrio transparente y se introducía en la cavidad, o bien una lámina de Mylar. En ambos casos, cuando la radiación era la suficiente, el metal se evaporaba o se perforaba el Mylar, con lo que se eliminaba el obstáculo introducido y se producía el pulso. Una evolución de esta idea fue la adopción de filtros de vidrio o de soluciones de tintura reversibles, esto es, que pudieran regenerarse después de cada pulso. En ellos la absorción decrece temporalmente cuando se encuentran sujetos a radiaciones muy intensas, de la frecuencia adecuada. Estos absorbedores saturables se desarrollaron de forma simultánea en varios laboratorios independientes, desde 1964. Las soluciones de tinturas orgánicas fueron, finalmente, las adoptadas gracias a sus mejores propiedades.

Un conmutador de tintura está compuesto por una célula de vidrio de 1 cm de espesor colocada entre el material láser y un espejo, y llena de un absorbedor adecuado para la frecuencia del láser. Para el rubí, por ejemplo, la tintura está compuesta por criptocianuro disuelto en metanol o algunas ftalocianuros disueltos en nitrobenceno. La concentración y la longitud de la célula de absorción es tal que esta transmita, aproximadamente, el 50% cuando la radiación es baja.

El blanqueado de la tintura está basado en la saturación de una transición especial debida a la radiación intensa del rubí (o del material activo en cuestión).

El espectro de absorción para un ftalocianuro de un metal en solución viene caracterizado por grupos de bandas muy intensos. Una de estas bandas es la mostrada en la Fig. 3.23. Las lí

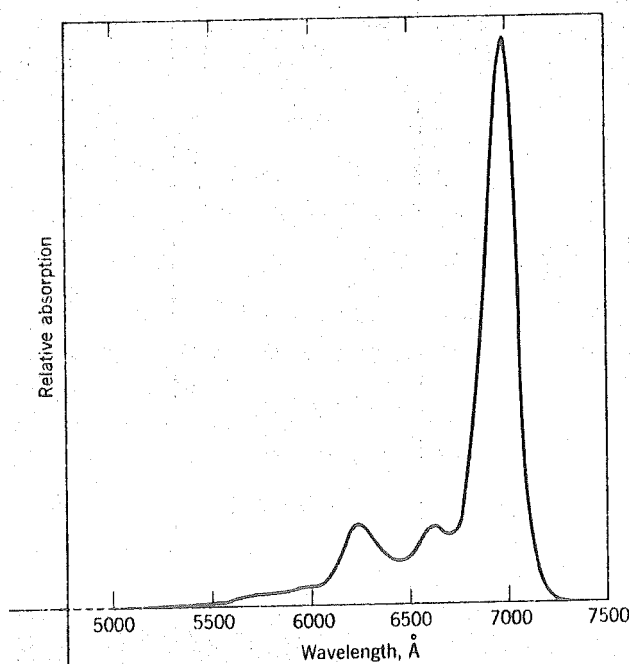


Fig. 3.23

neas de absorción corresponden a las transiciones electrónicas

del anillo de ftalocianuro. El ión metálico que ocupa el centro de la molécula afecta a la posición de los picos de absorción y de las velocidades de relajación que gobiernan la vuelta de la tintura a su estado normal de absorción. El tiempo de relajación de las tinturas de ftalocianuro es del orden de 5×10^{-9} seg mientras que los de los carbocianuros y polimetinos es de unos 10^{-11} seg.

Una combinación de una célula Kerr con un prisma de Glan-Thomson y una célula de absorción blanqueable puede usarse para trabajar en la forma de transmisión de pulsos (PTM). Un diagrama del esquema para lograr esto es el mostrado en la Fig. 3.24. Inicialmente la célula Kerr se encuentra desactivada; el pulso se inicia cuando el absorbedor se blanquea de forma análoga a la vista anteriormente. Cuando la radiación que pasa por el espejo 2 aumenta, la fotocélula activa la alimentación de la célula Kerr, con lo que la polarización de la radiación que pasa hacia el prisma de Glan-Thomson viene rotada 90° originando el que se separe del camino de salida.

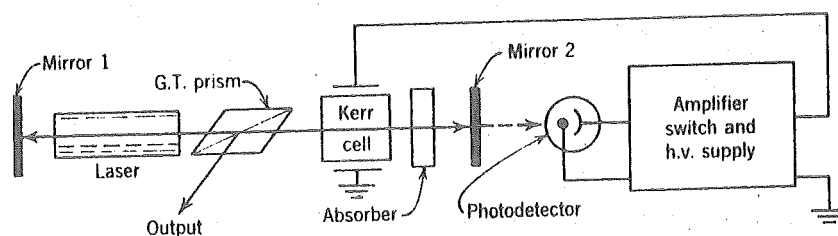


Fig. 3.24

3.11. AMPLIFICADORES LASER

Aunque el proceso básico de la acción láser es la amplificación de luz por la emisión estimulada de radiación, los amplificadores de luz tienen un papel muy secundarios en la tecnología del láser.

Pero teniendo, como tenemos ya, un nivel adecuado de conocimiento de la forma de actuación de los generadores de luz, es to es, de los láseres convencionales, podemos pasar ya a considerar los dispositivos basados en la emisión estimulada cuya única misión es la de amplificar una señal suministrada por otra fuente. Más antes de pasar a describir dichos dispositivos es necesario justificar el porqué del papel secundario de los láseres como amplificadores. Y en particular, debería aclararse el porqué los láseres no se emplean como amplificadores de señal de bajo nivel en la forma en que sus hermanos los máseres lo son.

Como puede verse en los textos dedicados al máser, este puede hacerse trabajar, en el margen de longitudes de onda de 1 cm y mayores, como dispositivo monomodo y de bajo ruido. Los láseres, en cambio, trabajan con longitudes de onda de 10^{-3} cm y menores, son intrínsecamente dispositivos multimodo y además de alto ruido. La diferencia fundamental en las características de ruido de estos dispositivos proviene del hecho de que la relación entre los coeficientes de Einstein, que determinan las velocidades de las emisiones espontanea y estimulada, varia según ν^3 . Debido a este factor ν^3 , la velocidad de la emisión espontanea de radiación en el visible y en el infrarrojo cercano es superior a la de estimulada hasta que se ha alcanzado un alto nivel de radiación. Debido a ello, los láseres son inútiles como amplificadores de baja señal debido a que esta quedaría en mascarada por la radiación espontanea. Esta situación es tan extrema que no solamente son los láseres inútiles para amplificar

señales debiles recibidas de una fuente distante sino que también lo son para amplificar los niveles obtenidos de los láseres normales de He-Ne. Los únicos cuyas salidas son adecuadas para ser amplificados son los de estado sólido. De hecho, la salida de un láser de rubí es adecuada para ser amplificada, pero de hecho es la primera en potencia que lo puede ser. Con él, Kisliuk y Boyle construyeron en 1961 el primer amplificador láser. En consecuencia de todo lo anterior, los amplificadores láser únicamente adquieren importancia práctica cuando trabajan en unión de láseres de pulsos gigantes. Debido a esto los veremos en esta sección.

El uso de una combinación oscilador-amplificador láser ofrece la misma ventaja sobre un oscilador láser de mayor potencia que la que ofrece el mismo sistema en electrónica convencional: es más facil diseñar y controlar un oscilador de baja potencia que otro de mayor capacidad de generación de potencia. Un oscilador láser de bajo nivel puede construirse con una configuración que excite relativamente pocos modos. Y la selección de modos, a su vez, se refleja en un ancho de banda menor, una mejor polarización y una mayor selectividad de frecuencia. Un oscilador, por otra parte, que maneje poca potencia no es muy afectado por fluctuaciones parásitas debidas a cambios en la temperatura. El amplificador que siga al oscilador no ha de ser muy selectivo, pero deberá amplificar en el margen de frecuencias de salida del oscilador. Finalmente, para obtener una actuación estable del sistema oscilador-amplificador es necesario impedir a la radiación emitida por el amplificador que alcance el oscilador.

La ganancia de un amplificador láser viene limitada debido a que uno muy largo, o uno muy altamente excitado, puede llegar a convertirse en un generador de pulsos. Por ello, cuando se requiera un sistema láser con muy alta ganancia, deberá construirse usando varios amplificadores en serie, habiendo de im-

pedirse el paso de la radiación en sentido contrario.

El dispositivo unidireccional que impide el paso de los pulsos de luz en la dirección contraria, esto es, hacia el oscilador láser se denomina "aislador". Con él, un sistema láser de alta ganancia está compuesto de un oscilador seguido por una serie de amplificadores, separados entre si por aisladores, como puede verse en la Fig. 3.25. Un sistema de este tipo se diseñó por primera vez en 1962 por Geusic y Scovil. Los aislado-

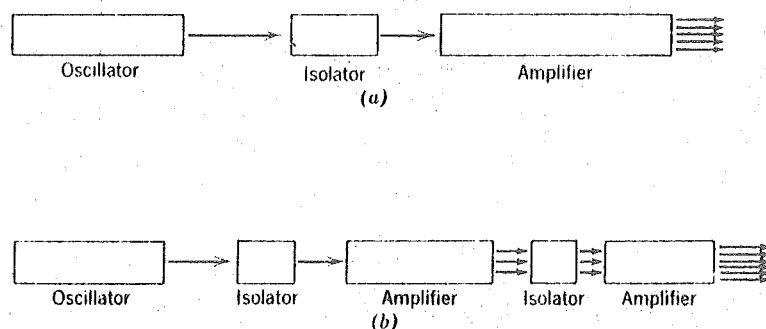


Fig. 3. 25

res incorporados en él son dispositivos no recíprocos que permiten el paso de luz en una dirección, con muy poca atenuación, y que atenúa la luz que se propaga en la contraria. La construcción de un aislador se representa esquemáticamente en la Fig. 3.26. El material activo del medio es una sustancia que es transparente en la región de frecuencias de trabajo exhibiendo en ella un efecto Faraday muy acusado. Uno de tales materiales es el vidrio de óxido de plomo, que es adecuado para los láseres de rubí y de neodimio. Cuando se le aplica un campo magnético paralelo a la dirección de propagación de la luz, rota el plano de polariza-

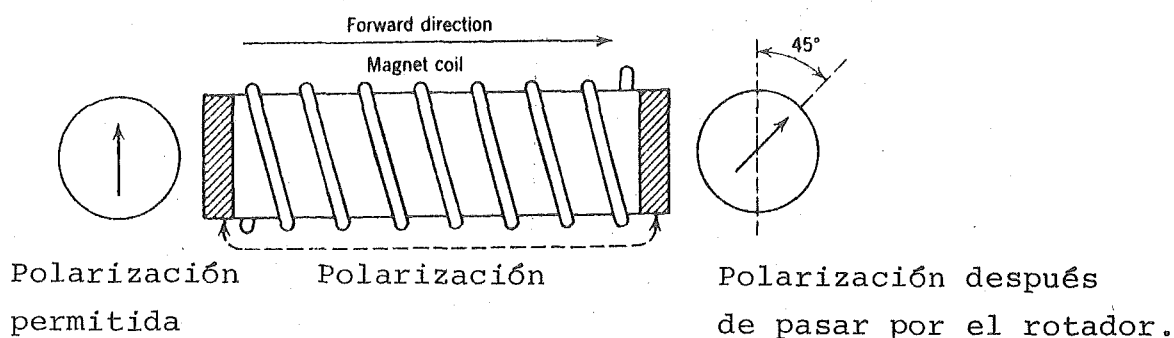


Fig. 3.26

ción un ángulo proporcional a la distancia recorrida y a la intensidad del campo aplicado. La constante de proporcionalidad se denomina constante de Verdet y es característica de cada material. Este medio constituye así el rotador óptico. El campo magnético se ajusta de forma que el plano de polarización se rote 45° al pasar la luz por el dispositivo. Según la dirección del campo magnético, el rotador gira bien a derechas o bien a izquierdas. Un paso a través del rotador en una dirección, una reflexión y una nueva pasada en sentido contrario, harán que el plano de polarización no vuelva a su situación primitiva sino que haya rotado 90° . En los extremos del rotador existen polarizadores cuyas direcciones se encuentran desfasadas 45° . Una radiación de la polarización adecuada (vertical), incidente por la izquierda, pasará por ambos polarizadores sin obstáculos. La luz, en cambio, que incide por la derecha, será en primer lugar polarizada selectivamente, a continuación su plano de polarización girará de forma que llegará al polarizador de la izquierda con una polarización

horizontal con lo que no pasará. Como vemos, el aislador trabaja más eficientemente cuando la luz del láser que proviene del oscilador está ya polarizada verticalmente.

La puesta a punto de un sistema de este tipo lleva consigo un cierto número de pequeños problemas de ingeniería física. El oscilador y el amplificador estarán excitados por lámparas de flash. Estas deberán ajustarse de forma que los flashes sean en los momentos adecuados, de manera que la señal llegue a los amplificadores cuando el material alcance su máxima inversión. Esta inversión es mayor que la alcanzada en el oscilador debido a que la regeneración en el amplificador se mantiene en un bajo nivel. Será necesario avanzar así la excitación del amplificador alrededor de unos 50 μ seg con respecto a la del oscilador.

Debido, por otra parte, a la necesidad de que el amplificador trabaje en el mismo margen de frecuencias que el oscilador es necesario un control absoluto de las temperaturas de cada sección. Esto es de especial interés en el caso del rubí cuyos picos varían rápidamente con la temperatura. En el neodimio no existen unos requerimientos tan críticos ni unos ajustes tan finos; debido a ello es la mayor popularidad de los amplificadores de este tipo.

3.12. PULSOS ULTRACORTOS

Las técnicas normales de producción de pulsos conducen a tiempos de duración entre 10 y 200 ns. Mediante la separación de estos pulsos en otros es posible obtener secuelas de pulsos, mucho más cortos y separados uniformemente. La técnica que realiza esta operación hace uso del hecho de que el láser, cuando está excitado por encima del umbral, oscila no solamente en un modo sino en una serie de ellos. La producción, así, de una serie de pulsos abruptos se consigue excitando un gran número de modos con la fase y amplitud adecuadas.

$$\sum_{k=-n}^n e^{i(\omega_0 + k\Delta\omega)t}$$

Esta función es el producto de la función $e^{i\omega_0 t}$ y otra función amplitud

$$P(t) = \frac{\sin(n + \frac{1}{2}) \Delta\omega t}{\sin \frac{1}{2} \Delta\omega t}$$

El resultado de esta síntesis es una onda modulada en amplitud de frecuencia ω_0 cuya intensidad varia como $F(t)^2$. La Fig. 3.27 muestra una función de este tipo. La función $F(t)$ es

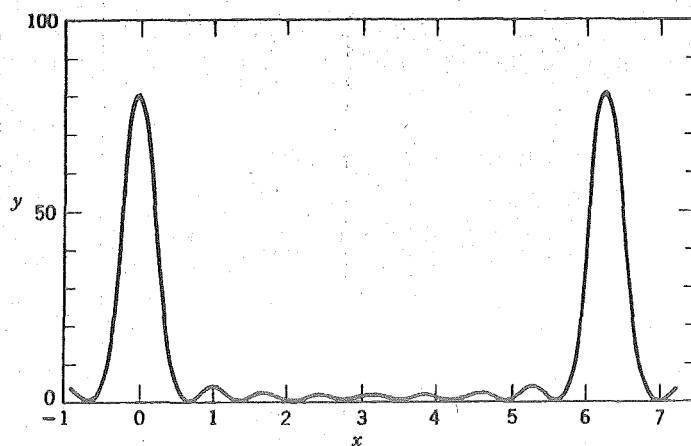


Fig. 3.27

periódica con el periodo $\tau = 2\pi/\Delta\omega = T$. En las proximidades de los máximos principales la variación de intensidad es similar a la de la función

Así, si nos centrasemos en los modos axiales suponiendo eliminados a los demás, la distribución del campo electromagnético en un plano transversal será la misma para todos ellos, pero se diferenciarán unos de otros por la posición de sus planos nodales y por las frecuencias de oscilaciones asociados con ellos. Como ya hemos visto, los modos axiales equidistaban en frecuencia $c/2L'$. El tiempo de tránsito de un reflector a otro era L'/c , con lo que

$$\Delta\nu = \frac{1}{T}$$

donde T es el tiempo requerido para una ida y vuelta completa de la luz en la cavidad.

El número de modos axiales excitados simultáneamente varía con la anchura de la línea y con el grado de excitación sobre el umbral. En pulsos gigantes puede ser muy grande; así, en el caso del láser de vidrio de neodimio, donde L' es el del orden de 1 m y la anchura de línea grande, el número de modos puede ser de varios miles.

Consideremos ahora el tipo de salida que resultaría si pudieran excitarse un gran número de modos, equidistantes en frecuencia, y con igual amplitud y, además, se pudiera, de alguna forma, mantener una relación de fase constante entre ellos. Cada modo dará lugar a una onda con una amplitud descrita por la función

$$e^{i\omega(t-x/c)}$$

donde $\omega = \omega_0 + K\Delta\omega$ y $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$. La adición de $2n+1$ de tales ondas, con frecuencias centradas en torno a ω_0 , y con iguales amplitudes, conduce a la función

$$\left[\frac{\sin \left(n + \frac{1}{2} \right) \Delta \omega t}{\frac{1}{2} \Delta \omega t} \right]^2$$

Así, el pico alcanza $(2n+1)^2$ y el primer cero de $F(t)$ viene separado del pico por un intervalo de tiempo de valor $\tau' = T/(2n+1)$.

Para un láser de longitud óptica $L' = 60$ cm, $T = 4 \times 10^{-9}$ seg. si se bloquean 100 modos axiales adyacentes, juntos podría obtenerse una intensidad de pico 10^4 veces superior a la del modo aislado, esto es 100 veces la suma de todas las intensidades. Los picos se repetirían a la velocidad de $T^{-1} = 250$ MHz y los pulsos tendrían una semianchura de 4×10^{-11} seg.

Experimentalmente, el bloqueo de modos axiales se realizó por vez primero en 1964 por medio de un modulador acústico - incorporado a un láser de He-Ne. Se observaron las predicciones teóricas, con pulsos del orden de $2,5 \times 10^{-9}$ seg una velocidad de 56 MHz.

Debido a la pequeña anchura de la línea en los láseres de gas, el número de modos disponibles es bastante pequeño por lo que el caso más favorable parece debe ser el de los láseres sólidos. El bloqueo de modos en el rubí, se realizó en 1965, por Deutsch que, mediante modulación acústica obtuvo pulsos de 2-4 nseg.

Una mayor efectividad puede obtenerse con los láseres de neodimio, con los que en 1966, De Maria obtuvo pulsaciones regulares de anchura 1 nseg, estableciendo que la frecuencia de modulación debería ajustarse muy exactamente con la diferencia de frecuencias entre modos.

Posteriores investigaciones demostraron que el bloqueo de modos podía obtenerse sin el uso de un modulador externo y con la incorporación de una célula de absorbedor saturable, produciéndose el auto-bloqueo de los modos longitudinales. Este autoblo-

queo de modos y la producción de pulsos de alta intensidad, distanciad_os intervalos de tiempo iguales al tiempo de tránsito en la la cavidad, puede entenderse mejor con el circuito eléctrico análo_go mostrado en la Fig. 3.28. La parte (a) es una ilustración -

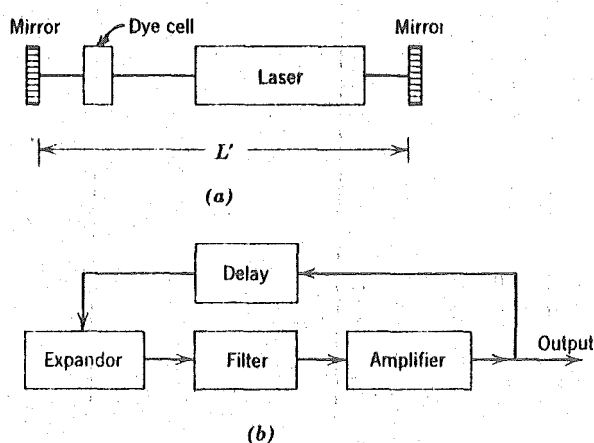


Fig. 3.28

del láser con la célula de absorbedor saturable; la parte (b) es la representación de un circuito generador de pulsos análogo eléctrico, y compuesta por un expander, un filtro, un amplificador y una realimentación a través de una línea de retardo. El expander es un elemento circuital que da una menor atenuación para las señales de alto nivel que para las de bajo. Previene contra la degradación de la señal por ruido según el pulso recircula por el bucle de realimentación. El expander reduce así las señales de baja amplitud y actúa de forma que acorta el pulso que recircula hasta que su anchura venga limitada por la respuesta en frecuencia del filtro. El oscilador regenerador suministra pulsos separados una distancia en tiempo igual al tiempo de circulación del generador. La anchura de los pulsos generador es el recíproco de la anchura de banda del sistema.

En el sistema láser mostrado, la célula de tintura es el expandor, el cristal láser es la combinación amplificador-filtro y el tiempo requerido por la señal óptica para recorrer el sistema suministra el retardo. Una señal, así, se origina del ruido; es amplificada, filtrada, recortada de sus componentes de pequeña amplitud y devuelta al sistema.

Aunque la analogía anterior puede dar una imagen intuitiva de la forma de trabajo del bloqueo de modos, es necesario recurrir a un análisis matemático para explicar los detalles cuantitativos, en particular el hecho de que el auto-bloqueo depende de la posición de la célula de tintura en la cavidad. Los modos se bloquean todos en fase cuando la célula es corta y está localizada cerca de uno de los espejos. El bloqueo de modos se realiza por la interacción no lineal de la radiación de diferentes frecuencias en el interior de la célula. La no linealidad de la interacción es la consecuencia del hecho de que la célula trabaja en una región de intensidades en la que las transiciones están saturadas.

Las mayores potencias de pico son las conseguidas en láseres sólidos, trabajando en la forma de pulsos gigantes en combinación con técnicas de pulsos ultracortos. La generación y la aplicación de estos pulsos se encuentra entre los campos más intensamente estudiados en los últimos años, pero en cuyo detalle no podemos meternos con el espacio de que disponemos.

IV. - PROCESADO DE MATERIALES CON LASER

4.1. CONSIDERACIONES OPTICAS PARA EL PROCESO DE MATERIALES

La salida directa, sin enfocar, de un láser, no da por lo general la suficiente densidad de potencia como para elevar la temperatura de la mayor parte de los materiales por encima de sus puntos de fusión o de vaporización. Por otra parte, el diámetro del haz láser, típicamente del orden de algunos milímetros, es demasiado grande para muchas aplicaciones en las que se requiere que el calor afecte a zonas muy reducidas. Por estas razones, el enfoque del haz de salida de un láser es necesario en la mayoría de sus aplicaciones.

4.1.1. Relaciones Fundamentales

Revisaremos aquí aquellos conceptos y relaciones que serán necesarios para un mejor entendimiento posterior del enfoque de un haz láser mediante una lente ideal. Basándonos en algunas suposiciones iniciales, obtendremos una relación para el tamaño del punto de enfoque y su dependencia con las diversas variables ópticas que pueden controlarse.

En el Capítulo 2 vimos algunos conceptos referentes a la estructura del haz láser en una cavidad. Aquí veremos cómo este haz se propaga. Y para ello supondremos que el haz tiene un perfil de intensidad Gaussiano, con lo que cerca del eje óptico este haz puede tomarse como una onda TEM con un frente de onda esférico y una distribución transversal del campo como la de la Fig. 4.1

La amplitud del campo es E , y el radio del haz w se define como la distancia radial a la que E ha disminuido $1/e$ veces su valor en el eje.

Los dos parámetros de mayor interés para describir las

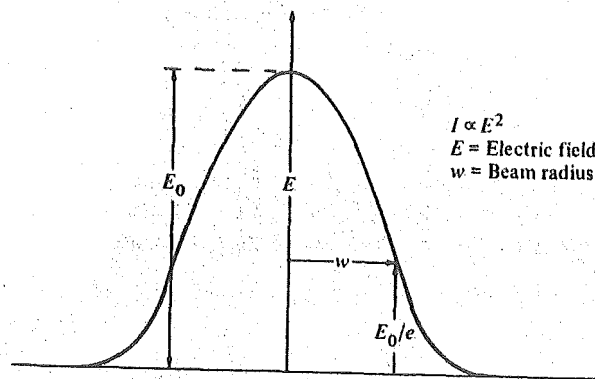


Fig. 4.1

características de la propagación de un haz son: su radio, $w(z)$, en una posición axial z , y el radio $R(z)$ del frente de onda. - Sus valores, que no vamos a demostrar aquí, vienen dados por

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right]^2 \quad (4.1)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left[\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right]^2 \right] \quad (4.2)$$

donde λ es la longitud de onda de la radiación. Ambos quedan - ilustrados en la Fig. 4.2. El haz, como puede verse, se expande según se propaga por el espacio. Su intensidad permanece con un perfil Gaussiano en todas las secciones transversales, cambiando su sección según el punto tomado del eje. En la zona del haz donde el frente de onda es plano, es donde dicho haz toma su diámetro mínimo $2w_0$, denominándose a esta región estrangulamiento

del haz. Allí se tendrá $z=0$ y $R=\infty$. En la mayor parte de los láseres en uso, este estrangulamiento se encuentra en el interior de la cavidad como vimos en el capítulo 2. A partir de 4.1 pue-

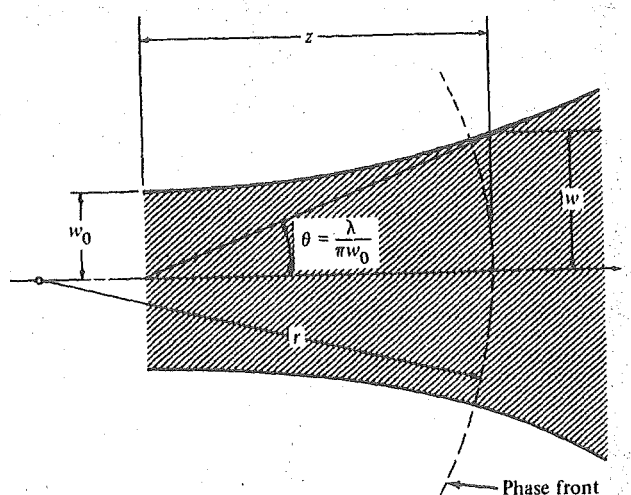


Fig. 4.2

de verse que para altos valores de z , el haz se expande linealmente, con un ángulo de divergencia de campo lejano dado por

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{dw}{dz} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (4.3)$$

suponiendo que θ sea pequeño.

En general, cuando un haz Gaussiano pasa por una lente ideal, esto es, una que deja inalterada la distribución transversal del campo, se forma un nuevo estrangulamiento del haz - con lo que los parámetros de las leyes (4.1) y (4.2) cambiarán.

Estos efectos aparecen en la Fig. 4.3 donde se muestra la situación más general.

cia d_1 .

Podemos hacer, ahora, algunas simplificaciones que se justificarán posteriormente a la vista de unos ejemplos numéricos. La primera es que el ángulo de divergencia de campo lejano, θ_1 , es pequeño y que el radio del haz después de pasar por la lente puede suponerse igual al radio del estrangulamiento sin transformar, w_1 . La segunda es que el término $1/w_1^2 \left[1 - (d_1/f) \right]^2$ de (4.4) contribuye poco al valor de w_2^2 . Puede verse que estas aproximaciones implican también que $d_2 - f$ es pequeña y, de aquí, puede tomarse el punto de enfoque en el plano focal.

Con ello el estrangulamiento del haz transformado, y de aquí el radio del punto enfocado, pasa a valer

$$w_2 = f\theta_1 = \frac{f\lambda}{\pi w_1} \quad (4.6)$$

De esta aproximación puede apreciarse lo siguiente:

- 1.- El radio del punto de enfoque es directamente proporcional a la distancia focal de la lente y la longitud de onda λ de la radiación e inversamente proporcional al estrangulamiento w_1 sin transformar (y por ello, en esta aproximación, inversamente proporcional al diámetro del haz que llega a la lente)
- 2.- Para una radiación de longitud de onda λ , el radio del punto de enfoque queda minimizado, minimizando el cociente f/w , - que puede tomarse como el número/ f de trabajo de la lente.
- 3.- La apertura de entrada de la lente fija un limite superior al valor de w_1 .

En la práctica, el control que se tiene sobre w_1 es muy pequeño, al ser una consecuencia de la geometría de la cavidad.

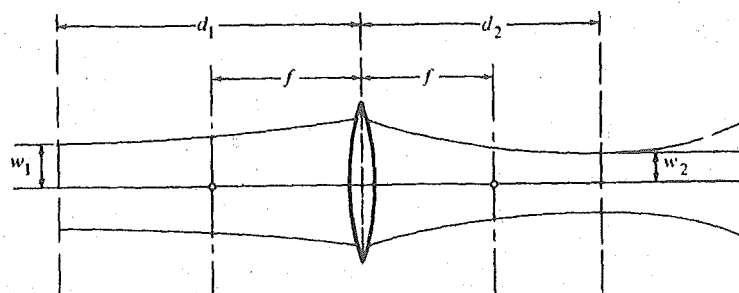


Fig. 4.3

Antes de pasar por la lente, supongamos que el estrangulamiento del haz, de radio w_1 , está localizado a una distancia d_1 a la izquierda de una lente cuya distancia focal es f . Esta lente origina otro estrangulamiento a una distancia d_2 (a la derecha de la lente). Este nuevo estrangulamiento y su posición, pueden determinarse a partir de las siguientes relaciones

$$\frac{1}{w_2^2} = \frac{1}{w_1^2} \left(1 - \frac{d_1}{f} \right)^2 + \frac{1}{f^2} \left(\frac{\pi w_1}{\lambda} \right)^2 = \frac{1}{w_1^2} \left(1 - \frac{d_1}{f} \right)^2 + \left(\frac{1}{f \theta_1} \right)^2 \quad (4.4)$$

$$d_2 - f = \frac{(d_1 - f) f^2}{(d_1 - f)^2 + (\pi w_1^2 / \lambda)^2} \quad (4.5)$$

Como puede verse, en el caso general que hemos tomado, el radio mínimo del haz w_2 no se encuentra en el plano focal f de la lente. De (4.4) puede verse que el radio mínimo varía directamente con la distancia focal de la lente e inversamente con la distan

Sin embargo, antes de pasar por las lentes de enfoque, puede usarse un expensor del haz para aumentar w_1 antes del dicho enfoque, con lo que disminuirá el tamaño del punto enfocado. Los efectos de un expensor quedan reflejados en la Fig. 4.4.

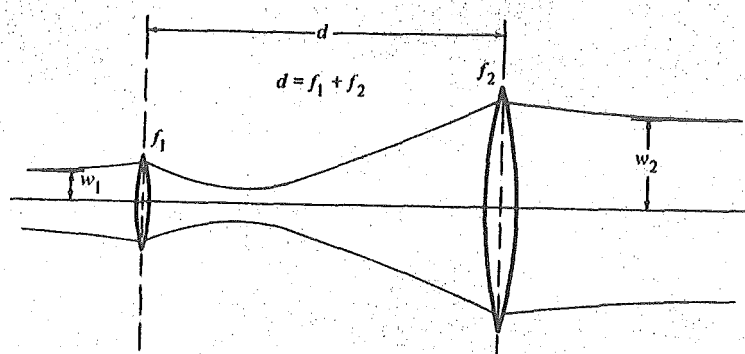


Fig. 4.4

Sea w_1 el estrangulamiento inicial de d , distancia entre lentes, igual a la suma de las distancias focales de estas. En este caso, se tiene

$$w_2 = w_1 \frac{f_2}{f_1} \quad (4.7)$$

Así, suponiendo $f_2 > f_1$, el efecto es aumentar w_1 , lo que puede tomarse equivalente a una disminución en el ángulo de divergencia de campo lejano.

4.1.2. Densidad de Potencia: enfoque

De lo visto hasta aquí, pueden hacerse algunas apreciaciones con respecto al tamaño del haz enfocado, Además de conocer la distancia focal de las lentes de enfoque, ha de conocerse también el tamaño del haz sin transformar. Uno de los métodos usados para medirle, es obtener la distribución transversal de la intensidad del haz mediante muestreo incremental con un orificio, según la sección del haz y midiendo la intensidad en cada punto. De la distribución de intensidades puede determinarse el radio.

Otro método emplea un iris calibrado dispuesto en el camino del haz al que se añade algún medio de medida de la potencia relativa transmitida a través del mismo. Un iris circular de radio a bloqueará una cantidad de potencia, P_{iris} , dada por

$$P_{\text{iris}} = P_{\text{incid}} e^{-2(a/w)^2} \quad (4.9)$$

donde P_{incid} es la potencia incidente y w , el radio del haz. Si $a=w$, se interceptará un 13,5% de la potencia incidente. Esto, como puede verse, da datos suficientes para el cálculo de w .

El ejemplo numérico siguiente da idea del uso de las relaciones vistas hasta aquí. Consideremos, para ello, un láser de Nd:YAG operando en una longitud de onda de 1060nm, y con una salida de 1w de onda continua, en el modo TEM fundamental (Gaussiano), con un estrangulamiento del haz de $2w=1\text{mm}$. Estas condiciones se obtienen fácilmente, por ejemplo, mediante aperturas internas.

Suponiendo que los parámetros de la lente de enfoque sean: $f=2\text{ cm}$, apertura (diámetro de la lente)=1 cm y d_1 (distancia de la lente al estrechamiento)=10 cm. A fin de obtener el mínimo radio posible deberá usarse un expansor de haz de $x10(f_2/f_1=10)$

a fin de ensanchar el estrangulamiento sin transformar al tamaño de la apertura de las lentes. Usando (4.4)

$$\frac{1}{w_2^2} = \frac{1}{(5 \times 10^{-3})^2} (1-5)^2 + \frac{1}{(20 \times 10^{-3})^2 (0,672/10 \times 10^{-3})^2} =$$

$$= 0,64 \times 10^6 + 0,55 \times 10^{12}$$

(Puede verse aquí la insignificancia del término $1/w_1^2 (1-d_1/f)^2$). Así

$$w_2 = 1,34 \text{ } \mu\text{m}$$

Por ello, puede esperarse un diámetro del punto de enfoque de $2,68 \text{ } \mu\text{m}$, para una lente perfecta.

La densidad de potencia del pico, o la intensidad de pico I_0 , que puede obtenerse en el punto de enfoque, se obtendrá a partir de la potencia total P_0 , en la forma siguiente:

$$P_0 = \int_0^\infty I(r) 2\pi r \, dr = \int_0^\infty I_0 e^{-2r^2/w_2^2} 2\pi r \, dr = I_0 \frac{\pi w_2^2}{2} \quad (4.10)$$

de donde

$$I_0 = \frac{2P_0}{\pi w_2^2} \quad (4.11)$$

Así, para el ejemplo anterior, la densidad de potencia de pico I_0 se encuentra vale

$$I_0 = \frac{2(1 \text{ wat})}{\pi (1,34 \times 10^{-4} \text{ cm})^2} = 3,56 \times 10^7 \text{ w/cm}^2$$

4.1.3. Diametro efectivo

Debido a las densidades de potencia relativamente altas y al pequeño tamaño, las medidas directas del diametro óptico - del punto de enfoque son difíciles de obtener. Un diametro "efectivo", definido por la zona afectada por calor en el material, - puede determinarse mediante un seccionado transversal. Esta zona depende principalmente de la potencia enfocada, de la energía total absorbida y de las propiedades térmicas del material. Por ello, las medidas pueden variar apreciablemente de unos casos a otros.

4.1.4. Superficies de los materiales

El fin del enfoque de un haz, en los procesados por láser, es concentrar y dirigir a este desde el sistema láser a la superficie que se desea trabajar. El acoplo o transferencia de esta energía al material depende, en gran medida, de la superficie del mismo. Veamos aquí estas superficies desde un punto de vista cualitativo, pudiendo aplicarse los razonamientos presentados tanto a metales como a semiconductores o no metales.

Las superficies de la mayor parte de los materiales son muy diferentes de cualquier otro plano similar en el interior del mismo. Por ejemplo, incluso en el caso de metales nobles o "inertes" como oro o platino, pueden aparecer películas de grasas y - otros contaminantes orgánicos, así como gases absorbidos. Cuanto más reactivos sean los metales, más complejas serán estas películas, pudiendo ser óxidos, cloruros, sulfuros o nitruros. Su presencia afectará grandemente al proceso de transferencia de energía del láser al material.

La topografía de la superficie de los materiales está - compuesta generalmente de un gran número de zonas altas y bajas, normalmente derivadas del método de la preparación. La distancia

vertical entre estas zonas altas y bajas se designan como la rugosidad u ondulatoriedad del material. Estas medidas suelen realizarse normalmente con un perfilómetro, expresandose la desviación media en micras.

La interacción de energía electromagnética con estos materiales constituye un capítulo completo. Aquí veremos unicamente una pequeña discusión de la reflectividad en superficies metálicas. La mayor parte de los metales reflejan una gran parte del haz láser; por ello habrán de emplearse haces de altas potencias en los procesos de transformación. Sin embargo, las superficies de casi todos los materiales reflejan la luz durante una pequeña parte del pulso láser. Según aumenta la temperatura superficial, la reflectividad suele decrecer con un aumento correpondiente en la absorción. Así, la absorción del Cu o del Al líquidos, a la luz del láser de rubí, valen: Al=0,20 y Cu=0,15. Los valores para temperatura ambiente son Al=0,11 y Cu=0,04.

La reflectancia, por otra parte, de los metales aumenta con la longitud de onda; de aquí que se requerirá mayor potencia según sea mayor la longitud de onda. Por ejemplo, según esta aumenta de 6900 Å a 1,00 μ , se necesita un aumento en la potencia de un orden de magnitud, para fundir algunos materiales.

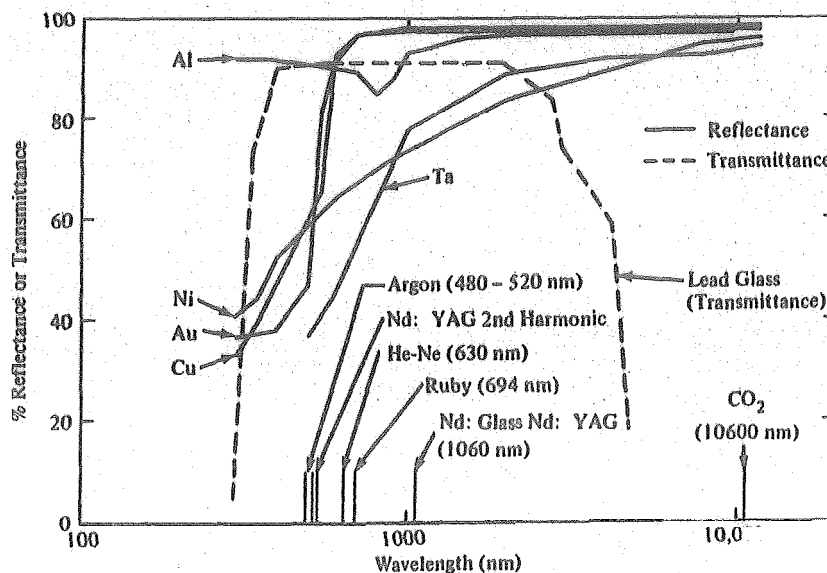


Fig. 4.5

La Fig. 4.5 da el porcentaje de reflectancia o transmitancia en función de la longitud de onda para algunos metales. Estos datos son para luz incidente de forma normal sobre superficies especulares a temperatura ambiente. Cuando un haz láser de baja potencia incide sobre una muestra de metal muy pulimentada, no aparece ninguna fusión debido a que casi toda la luz es reflejada. Para conseguir un fundido y/o una vaporización, la potencia ha de incrementarse considerablemente. Sin embargo, un aumento rápido de la absorción de la luz hace difícil controlar el fundido de algunos materiales. Así, por ejemplo, cuando se funden tiras delgadas de un metal altamente reflector, como el oro, ha de ajustarse con gran cuidado la intensidad y duración del haz láser para evitar la vaporización. Esto podría suceder debido a que la intensidad requerida para eliminar la reflectividad superficial es mayor que la necesaria para una propagación estable del frente de fusión una vez se ha fundido la superficie. Una forma posible de solventar este problema es disminuir la potencia del haz después de un corto pulso inicial. Otro remedio más simple es cubrir intencionadamente la superficie del material o alterarla de forma que pase a ser un buen absorbente. Así, para el caso de una hoja brillante de Cobre, su reflectividad a 6943 \AA , se reduce de aproximadamente un 95% a menos del 20%, oxidando la superficie con una capa de $\text{CuO/Cu}_2\text{O}$ de aproximadamente 1 a 1,5 micras de espesor.

Cuando el tamaño de las irregularidades superficiales son del orden de la longitud de onda de la luz láser, el efecto de la reflectividad queda claramente demostrado. La Fig. 4.6 muestra la profundidad de penetración de las regiones fundidas en trozos de cobre expuestos a la radiación del rubí. El cobre había sido preparado con unos acabados superficiales en el margen de 0,025 a 100 micras. Como puede verse, por encima de las 2 micras el proceso de absorción es independiente del dicho acabado.

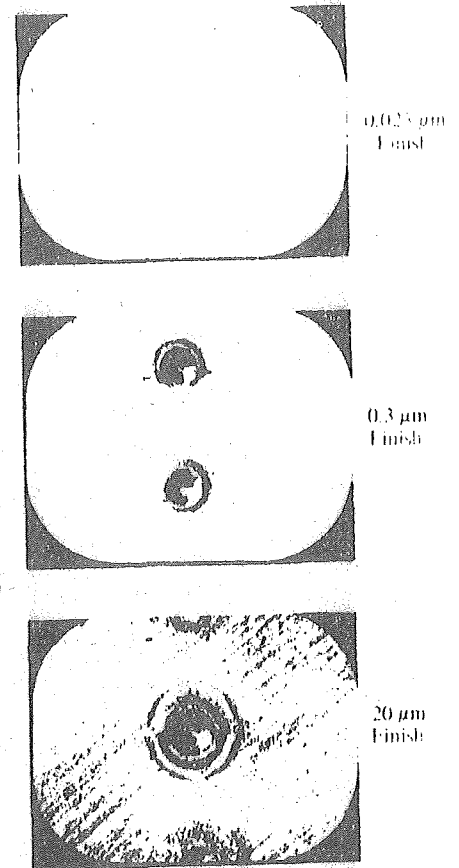
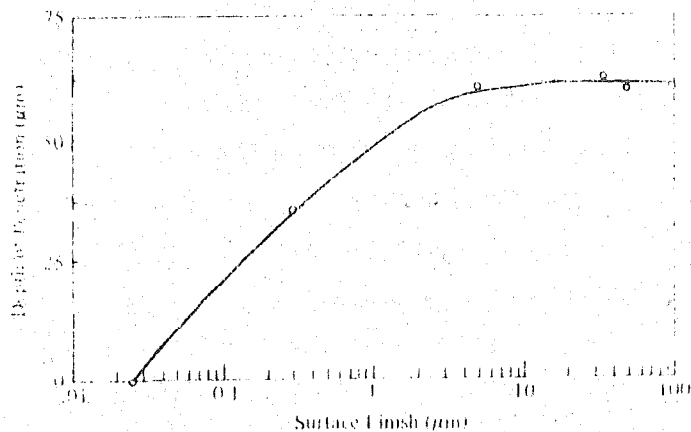


Fig. 4.6

4.1.5. Otras consideraciones

Veremos aquí algunos puntos referentes a los efectos - que aparecen cuando se emplean lentes no ideales, así como radiaciones láser que no se comportan como haces perfectamente gaussianos.

La mayor parte de los láseres de alta potencia usados en aplicaciones industriales, y sobre todo los pulsados de estado sólido, no oscilan en el modo transversal fundamental (TEM_{00}). Debido a ello no verificarán la suposición hecha antes de que el perfil de la intensidad del haz era gaussiano. Estos láseres oscilarán en modos transversales de órdenes superiores, dando lugar a mayores potencias de salida a costa de un sacrificio en la pureza modal. El ángulo de divergencia de campo lejano de esos modos superiores es también mayor que para el fundamental, siempre suponiendo el mismo estrangulamiento. El uso de relaciones como la (4.6) para determinar el punto de enfoque es entonces in

correcto. Sin embargo, en una primera aproximación, puede emplearse (4.6) para obtener una estimación aproximada en cada caso. - Evidentemente, cuanto mayor sea el modo transversal, mayor será el tamaño de enfoque.

Como ejemplo de estos conceptos, tomemos de nuevo el caso de un láser de onda continua de Nd:YAG. Las características multimodo típicas para este láser pueden ser las siguientes: potencia=15wat; diametro del haz=3mm; divergencia del haz=2,5mrad (semiángulo). Usando la misma lente del ejemplo de 4.1.2, se requeriría ahora un expensor de haz de $3,33 \times (10/3)$. Con ello, la divergencia del haz se reduce a $2,5\text{mrad}/3,33 = 0,75\text{mrad}$. El radio del punto de enfoque será, con (4.6): $w_2 = f\theta_1 = (20 \times 10^{-3}\text{m})(0,75 \times 10^{-3}\text{rad}) = 15\text{micras}$.

El pico de densidad de potencia en el enfoque o la intensidad I_0 es así

$$I_0 = \frac{2 \times 15\text{wat}}{(15 \times 10^{-4}\text{cm})^2} = 4,24 \times 10^6 \text{w/cm}^2$$

que como se ve es aproximadamente un orden de magnitud menor que la calculada para el caso monomodo.

La importancia de este ejemplo está en el hecho de que aunque pueden obtenerse mayores potencias en un caso multimodo, la densidad de potencia resultante en el enfoque será normalmente menor que para un láser que trabaja en el modo fundamental.

Por otra parte en todos los casos presentados hasta aquí se supuso que las lentes usadas eran ideales. En la práctica, todos los sistemas están sujetos a aberraciones. En los sistemas ópticos usados en el enfoque y la colimación, la mayor parte de estas son poco importantes y el comportamiento solo viene limitado por las aberraciones esféricas en las que la imagen de una fuente puntual aparece difusa en un punto borroso. Este resultado es debido a que los rayos próximos al eje óptico se enfocarán

en un punto mientras que los alejados del mismo lo harán en otro más cercano a la lente. Como consecuencia aparece un aumento en el tamaño del punto enfocado con relación al predicho por las relaciones vistas hasta aquí.

4.2. MATERIALES Y SUS PROPIEDADES

Veremos aquí, de forma muy general y esquemática, una relación de las propiedades de los materiales más íntimamente relacionadas con los posibles cambios efectuados térmicamente. Todos estos cambios, como es lógico, estarán asociados con los diagramas de fase, tema este que se supone ya conocido por lo que no será presentado aquí. Igualmente, no serán presentadas las relaciones termodinámicas que pueden encontrarse en cualquier libro de Física.

4.2.1. Difusividad Térmica

Debido a que la mayor parte de los materiales que van a ser procesados con láser se van a encontrar sometidos a funciones de corta duración en el tiempo y a muy altas temperaturas, los problemas asociados con el flujo de calor serán de tipo transitorio. Esto implica que la temperatura en cualquier punto del material será variable con el tiempo de manera que los perfiles térmicos estacionarios no podrán determinarse, ya que no habrá equilibrio térmico. El énfasis en el tratamiento habrá de darse, no a la velocidad de conducción del calor por el material sino a la velocidad del cambio de temperatura dentro del mismo. Ahora bien, hay que tener en cuenta naturalmente, que la velocidad del cambio de temperatura depende de la velocidad de flujo calorífico en el material. Y que estos factores están relacionados por la conductividad térmica K . Pero la conductividad térmica no es el único factor que influye en el flujo del calor, ya que la velocidad de cam

bio en la temperatura depende también del calor específico, c , del material en cuestión. De hecho, es inversamente proporcional al calor específico volumétrico, ρc . Podemos establecer la relación entre estos factores como

$$\frac{K}{c/\text{unid. vol.} \times \text{masa}} = \frac{K}{c \times \text{densidad}} = \frac{K}{c \times \rho}$$

(4.7)

Esta expresión tiene las dimensiones de l^2t^{-1} , característica de un coeficiente de difusión y se ha designado, por ello como difusividad térmica. Así uno de los términos relacionados con los problemas de flujo térmico es este $K/\rho c = \kappa$. Su significado es que determina lo rápidamente que un material aceptará y conducirá la energía térmica. Así, para el caso del fundido, una difusividad alta permitirá una mayor penetración de la fusión sin resquebrajamientos. Muchos materiales poseen difusividades térmicas muy bajas, lo que limita su fundido. Los aceros inoxidables y algunas aleaciones poseen así pequeñas profundidades de fusión. Estos metales, por el contrario, son fáciles de vaporizar por lo que el proceso de agujereado es efectivo. Por otra parte, la evaporización de un material con altos valores de ladifusividad, como el silicio, da lugar a que una pequeña cantidad de fase líquida quede retenida.

La difusividad térmica viene determinada grandemente por el valor de la conductividad térmica, ya que el producto ρc no varia grandemente entre los diversos materiales. Así, la variación de ρc es menor de 2,5:1 para un amplio sector de materiales, mientras que la conductividad térmica de los mismos varía 7:1 y el calor específico por unidad de masa a presión constante, C_p , lo hace 10:1. Esto ayuda a explicar porqué metales con alto C_p , como el aluminio y el magnesio, no tienen mejores

flujos de calor que otros. Sin embargo, si se considera ρc , el níquel y sus aleaciones, con un $\rho c = 0,94 \text{ cal/cm}^3$ es un buen candidato para el fundido por láser. El níquel retendrá la energía absorbida durante un tiempo mayor que los otros metales debido a su alta capacidad térmica por unidad de volumen. Por otra parte, es necesaria mayor energía para elevar el níquel a una temperatura dada que para otro material con menor producto ρc . De aquí puede apreciarse porqué la profundidad de penetración de la fusión en el níquel es comparable con la de otros metales aunque su difusividad térmica sea menor que la de estos.

4.3. MODELOS DE PROCESADO TERMICO

Cuando el haz láser se enfoca sobre la superficie de un material, una cierta parte como hemos visto, puede ser absorbida y convertida en energía térmica. Cuando la cantidad absorbida es suficiente pueden aparecer cambios de fase, en forma de fusión o de vaporización. Los métodos analíticos y modelos aplicables en las aplicaciones para el procesado de materiales son muy diversos. Todos ellos dependen de las características de trabajo y de la forma de actuación del láser empleado. Todos ellos, también, requieren de un planteamiento matemático bastante complejo y que queda fuera del objeto del presente curso. Por ello, nos limitaremos aquí a ver su planteamiento general dejando, para el interesado en el tema, su desarrollo completo.

4.3.1. Planteamiento general básico

Todos los modelos tienen en común una serie de puntos básicos que son los siguientes:

- 1.- La luz absorbida por un materia lo es, preferentemente, por una interacción entre ella y los electrones libres y ligados, siendo estos transferidos a estados de mayor energía. La conversión de energía lumínica en calor viene gobernada por algún tipo de proceso de colisión por el que los electrones - excitados dan su energía a fonones de la malla, a otros electrones, a impurezas ionizadas o a defectos estructurales. El tiempo medio de colisión es del orden de 10^{-12} a 10^{-14} seg. En el transcurso del pulso más corto aplicado, que puede ser de unos 10^{-9} seg., los electrones excitados tienen ocasión - de efectuar así un alto número de colisiones. Debido a ello, la suposición que se ha de realizar es que la energía del láser es convertida instantaneamente en calor, en el punto en

el punto en el que fue absorbida, Se supone el establecimiento de un equilibrio local durante la duración del pulso permitiendo así el uso de un análisis convencional del flujo - térmico.

- 2.- Se toman independientes de la temperatura varias propiedades del material, tales como la conductividad térmica, el calor específico y la densidad. Con ello pueden considerarse constantes durante el proceso de calentamiento.
- 3.- Las pérdidas de calor debidas a radiación del material se consideran despreciables.

4.3.2. Fase sólida: Perfiles de temperatura

Las condiciones fundamentales para que exista una transferencia de calor por conducción en el interior de un sólido, - son:

- 1.- Un gradiente de temperatura.
- 2.- Un flujo resultante de calor en la dirección de temperaturas decrecientes.

La ley básica que define la conducción de calor, en una dimensión, puede establecerse en la forma

$$q = -K \frac{dT(x)}{dx} \quad (4.8)$$

donde q es la cantidad de calor por unidad de area, conducida en la dirección x , según la cual existe un gradiente de temperatura de $dT(x)/dx$, y K la conductividad térmica.

De igual forma, puede tomarse, como ecuación de transferencia unidimensional de calor, en régimen estacionario, la siguiente:

$$\frac{\partial T(x_1 t)}{\partial t} = \frac{K}{\rho C_p} \frac{\partial^2 T(x_1 t)}{\partial x^2} \quad (4.9)$$

Esta ecuación es la que habrá de resolverse en cada caso, de acuerdo con las condiciones particulares de contorno que se tengan. Como ya puede pensarse estas soluciones serán tan complejas o complicadas como lo sea el caso tomado, siendo imposible en muchos casos, (que son casi todos los reales), el llegar a su obtención. Por ello nos limitaremos a enumerar aquí una serie de consideraciones generales obtenidas, bien por medios empíricos o bien por medios matemáticos, y que pueden facilitar la tarea en un caso concreto. Casi todas ellas se encuentran condensadas en las figuras 4.7, 4.8, y 4.9. En ellas, pueden verse los resultados de la aplicación de un pulso como el de la Fig. 4.7, a una muestra de tungsteno, inicialmente a 0°C. La subida de temperatura en función del tiempo, tomando como parámetro la profundidad, es la de la Fig. 4.8. La 4.9 da la temperatura calculada, en función de la profundidad, tomando al tiempo como parámetro, para una muestra de cobre inicialmente a 0°C.

Por otra parte, puede deducirse también, cualitativamente - cuales son los efectos de variar la forma del pulso. Un pulso corto, de alta densidad de potencia conduce a mayores temperaturas superficiales de pico que uno de mayor duración, pero de menor densidad de potencia, aunque ambos pulsos contengan la misma energía. Produciría también una distribución de temperatura más uniforme y una profundidad de penetración del calor mayor al final de cada pulso. Esta es la razón para el uso de láseres de Q variable, que proporcionan pulsos de corta duración, en las aplicaciones de eliminación de películas de material, en lugar de los de onda continua.

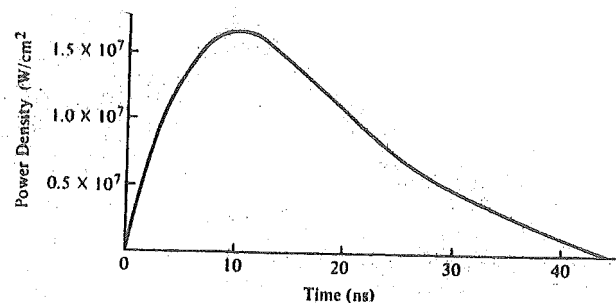


Fig. 4.7

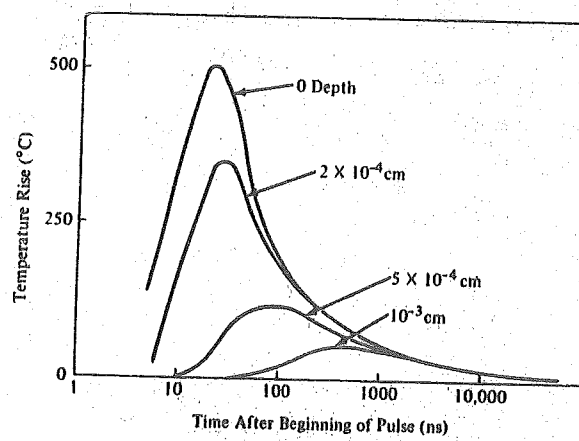


Fig. 4.8

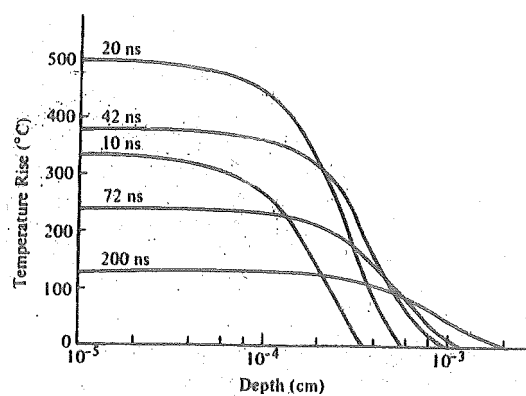


Fig. 4.9

4.3.3. Fundido

El análisis completo del problema del fundido, lleva consigo el tratamiento de los contornos que separan las fases líquida y sólida y cómo se desplazan por el material. Las suposiciones en este caso, son las siguientes:

- 1.- Las propiedades térmicas de las regiones líquida y sólida se consideran iguales y constantes.
- 2.- La profundidad de penetración de la zona afectada por el calor, se toma como pequeña en relación con el diámetro del haz que actúa sobre el material. Ello hace el problema unidimensional.
- 3.- La entrada de calor se considera uniforme, tanto espacial como temporalmente.

No analizaremos, como antes, el problema ya que se sale de nuestros límites. Los resultados fundamentales quedan resumidos en la Fig. 4.10. En ella puede verse la forma de calcular la profundidad teórica a la que llega la zona fundida en función del parámetro $Y = L_f / T_m C_2$, donde L_f es el calor latente de fusión, T_m la temperatura de fusión del cuerpo y C_2 la capacidad calorífica

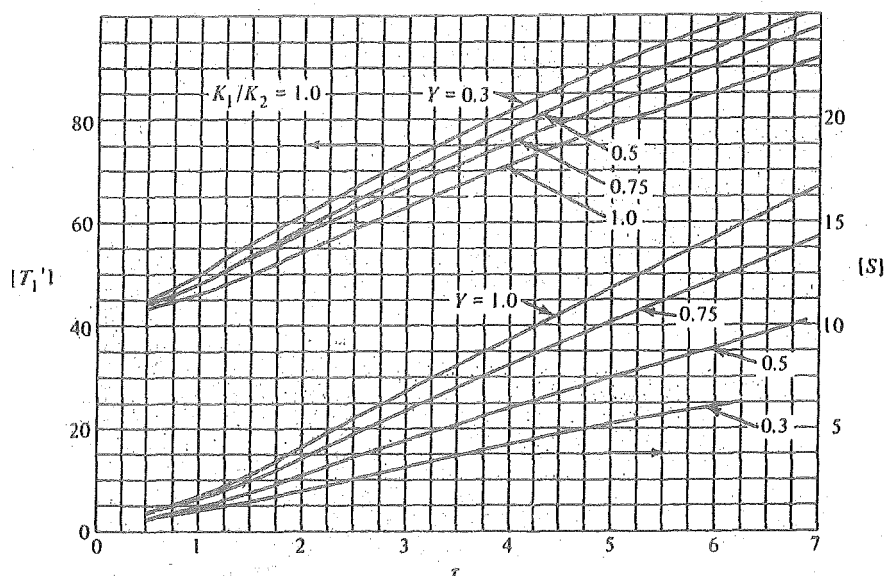


Fig. 4.10

del sólido. En abscisas aparece τ que es igual a t/t_m donde t es el tiempo y t_m el tiempo en el que la superficie comienza a fundirse, y cuyo valor es

$$t_m = \frac{\pi}{\kappa} \left(\frac{KT_m}{2I_0} \right)^2$$

Aquí $I_0=I(0,t)$ describe la forma temporal de la radiación incidente absorbida en la superficie del material, K la conductividad térmica y κ la difusividad térmica. En ordenadas se representa, con T_1' la temperatura superficial y con S la profundidad de fusión. Así, para calcular S se calcularán, en primer lugar Y y t_m para el material en estudio. A continuación del grupo de curvas de la parte superior de la figura, se obtiene el tiempo t_v necesario para alcanzar la vaporización en la superficie, dato este conocido a partir de T_v , temperatura de vaporización. De las curvas inferiores se obtiene la profundidad de fusión para $t_m < t < t_v$.

4.3.4. Vaporización

La vaporización es uno de los procesos más importantes ya que es la que juega el papel principal en todos aquellos procesos de eliminación de material, como perforado y micromanipulado de películas finas. Como anteriormente, los modelos existentes son muy numerosos dependiendo de las condiciones de contorno de cada problema. En la mayor parte de los casos, suele despreciarse la presencia de un estado sólido. El análisis describe, por lo general, el movimiento de la interfase vapor-sólido, hacia el interior del material, siendo necesario para ello conocer la distribución de temperatura en éste en función de la posición y el tiempo. Las condiciones generales así tomadas son las siguientes:

- 1.- La intensidad del haz láser, I , es de magnitud suficiente como para originar la vaporización del material.
- 2.- El gas que aparece debido a la vaporización del material es transparente a la energía del láser incidente.
- 3.- Se ignoran los efectos radiales de conducción del calor y de la fase líquida.

Tampoco veremos aquí los detalles del cálculo analítico de los casos más comunes ya que, incluso los más elementales, son lo suficientemente complejos como para alargar demasiado su estudio. Las consecuencias generales, en cambio, son aplicables a casi todas las situaciones. Nos limitaremos así a presentarlas sin su justificación. Igual que anteriormente, creemos que una serie de gráficas pueden aclarar más que muchas palabras. En este caso, el resumen de todos los resultados se encuentran en las Figs. 4.11 y 4.12, que muestran las variaciones típicas de $\theta = T/T_v$ en función de la distancia y de la velocidad normalizada $u = \rho L_v \dot{z}/I$ en función del tiempo. T_v es la temperatura de vaporización, ρ la densidad del material, L_v el calor latente de vaporización, \dot{z} la velocidad de la superficie separadora de las fases sólida y vapor, e I la intensidad del haz láser. Estas curvas son para un caso particular pero son muy similares en cualquier otro. Vemos así que, de la Fig. 4.11, las temperaturas en el interior del material son superiores a las en la superficie T_v . Ello se debe a la absorción del pulso láser dentro del material que da lugar a una fuente interna de calor distribuida; la vaporización de la superficie frontal actúa como mecanismo de refrigeración, disipando energía de las regiones próximas a ella. Si aparece una generación de calor suficiente dentro del sólido, la disipación de energía por vaporización de esta superficie frontal puede no ser lo suficientemente rápida dando lugar a que las zonas internas queden a temperaturas superiores a la de la superficie, esto es a la de vaporización.

Una consecuencia importante de esto es que, si la temperatura de la subsuperficie es suficiente como para originar la vaporización a profundidades por debajo de la superficie, la presión interna resultante originada por el material evaporado puede ser suficiente como para originar una fractura y de aquí que aparezca una eliminación "explosiva" del material sólido. Si este mecanismo aparece en el taladrado por láser, la efectividad del proceso es mucho mayor que los dependientes unicamente de la vaporización. En la literatura pueden verse confirmaciones experimentales de este hecho. La tabla resume los resultados obte

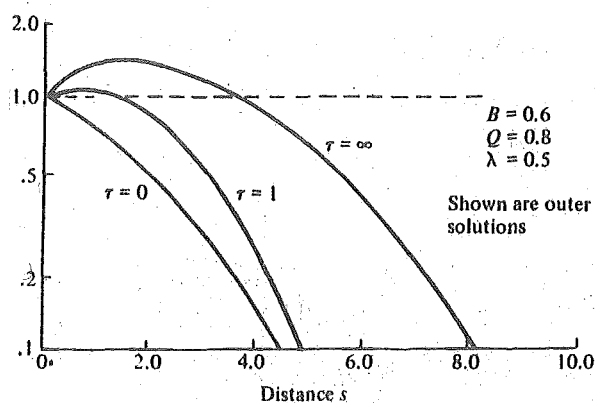


Fig. 4.11

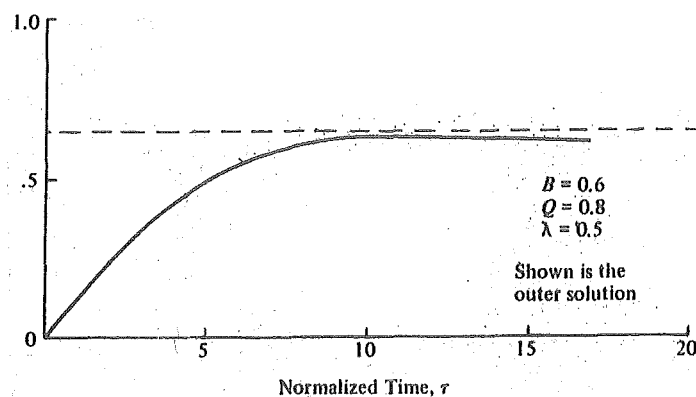


Fig. 4.12

nidos en varios metales. Su segunda y tercera columna comparan, respectivamente, la energía de láser absorbida realmente y la cantidad de energía calculada (de un balance de energía) para la eliminación de las cantidades de material absorbidas en la experimentación. Se ve que el taladrado mas efectivo es el que se realiza en los materiales que aparecen en la parte inferior de la tabla. B es el denominado parámetro de absorción y viene dado por:

$$B = \frac{KL_v}{IC_p} \quad b$$

donde b es el coeficiente de absorción óptica y los demás parámetros tienen igual significado que otras veces.

Elemento	Energía absorbida (J)	Energía de vaporización (J)	B	T_{\max}/T_v
Ag	0,82	0,47	8,4	1,34
Cu	0,87	0,43	8,3	1,45
Fe	1,16	1,03	9,3	1,50
Cd	1,16	1,28	1,1	1,50
Bi	1,29	1,76	0,16	1,37
Pb	1,30	1,80	0,48	1,26

Tabla 4.1

Una explicación posible de ello, es el mecanismo de explosión que hemos mencionado. Obviamente, cuanto mayor sea la temperatura subsuperficial más fácil será su aparición. Y puede mostrarse que cuanto menor sea el parámetro de absorción B , mayor será la temperatura máxima. En el límite, para B tendiendo a cero, se alcanza la máxima temperatura y viene dada por

$$T_{\max} = T_v \frac{1 + \lambda}{\lambda}$$

con $\lambda = C_p T_v / L_v$. Los valores calculados para B y T_{\max}/T_v aparecen en las columnas 4 y 5. Es de señalar la diferencia entre la plata y el bismuto y el hierro con el cadmio, para los que los valores

de T_{\max}/T_v son similares. Se ve aquí cualitativamente como el valor de B puede usarse para predecir cuando pueden aparecer explosiones. Aquellos materiales en los que se eliminaba más material que el que se determinaba a partir de un sencillo balance de energía (Cd, Bi, Pd) tenían valores mucho menores de B que aquellos otros (Ag, Cu y Fe) en los que se había eliminado menos material. Podría esperarse en un principio que en el límite de pequeños valores de B , lo cual puede conseguirse en la práctica aumentando I , el taladrado sería más eficiente. Pero esto no ocurre necesariamente ya que si B disminuye aumentando I , la posición del pico de temperatura en el interior del sólido se desplazará hacia la superficie, y aunque es más fácil que ocurra la explosión, se eliminará también menos material.

En estado estacionario, la temperatura viene dada por.

$$\theta_{ss} = e^{-vs} - \frac{1}{\lambda(B-v)} (e^{-Bs} - e^{-vs}) \quad (4.13)$$

y la velocidad estacionaria normalizada por

$$v = u_{ss} = \frac{1}{1 - \lambda} \quad (4.14)$$

o en función de las variables originales

$$\dot{z}_{ss} = \frac{I}{\rho(L_v + C_p T_v)} \quad (4.15)$$

que podría obtenerse también a partir de un balance de energías. Con las condiciones siguientes, puede usarse (4.15) para calcular la profundidad a la que se elimina material.

- 1.- El tiempo t_v para alcanzar la temperatura de la vaporización en la superficie frontal es pequeño con respecto a la longitud del pulso t_p .
- 2.- No ocurre explosiones en la subsuperficie, esto es, B es alta y T_{\max}/T_v pequeño.
- 3.- El tiempo t_{ss} necesario para alcanzar el estado estacionario es pequeño con respecto a t_p .

Con estas condiciones, la profundidad a la que se elimina material viene dada por

$$d = \dot{z}_{ss} \times t_p \quad (4.16)$$

Si, cuando I varía con el tiempo, se supone que la velocidad de la superficie móvil se ajusta en cualquier instante a la velocidad estacionaria asociada con el flujo en dicho tiempo, la profundidad vaporizada viene dada por

$$d = \int_0^{t_p} \dot{z}(t) dt = \frac{1}{\rho (L_v + C_p T_v)} \int_0^{t_p} I(t) dt \quad (4.17)$$

Las tres condiciones anteriores pueden conseguirse en la práctica en el límite de una superficie totalmente absorbente, esto es, con b tendiendo a infinito y para intensidades de magnitud suficiente para asegurar que t_v y t_{ss} sean mucho menores que t_p .

La tabla 4.2 resume los resultados obtenidos en régimen estacionario para pulsos de un láser de Q conmutado sobre varios metales, para los que en la mayoría b es mayor de 10^6 cm^{-1} y, sobre todo para un trabajo en pulsos se obtienen fácilmente

Elemento	t_v (ns)	t_v (ns) $I = \text{const}^a$	d_{obs} (μm)	d_{calc} (μm)
Cu	7.75	0.129	16	21.4
Al	5.77	0.054	20	31.2
W	8.05	0.179	10	12.4
Pt	3.98	0.044	9	16.9
Ni	5.47	0.046	14	16.0
Si	4.94	0.033	26	37.4

TABLA 4.2

intensidades superiores a los 10^8 W/cm^2 . La forma temporal exacta del pulso, conjuntamente con una aproximación trapezoidal, puede verse en la Fig. 4.13. Usaremos la aproximación lineal en nuestra discusión.

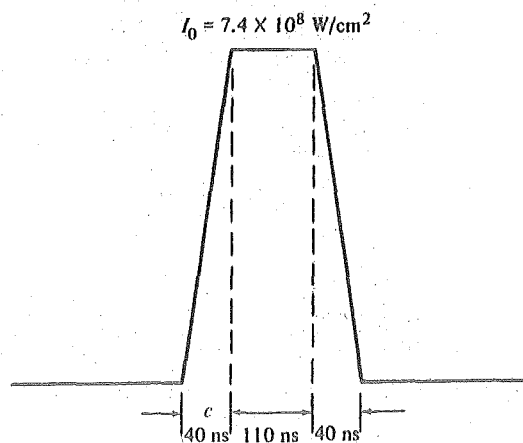
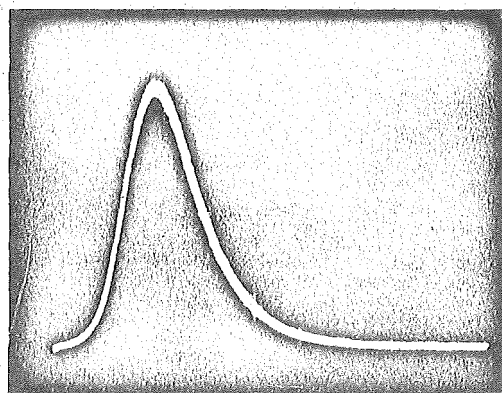


Fig. 4.13

Para una superficie totalmente absorbente, el tiempo necesario para que la superficie alcance la temperatura de vaporización T_v , para un flujo térmico aplicado, aumentando linealmente con el tiempo según

$$t_v = \left[\frac{T_v}{\frac{4}{3} \left(\frac{x^{1/2}}{K\sqrt{\pi}} \frac{I_0}{c} \right)} \right]^{2/3} \quad (4.18)$$

donde c aparece en la Fig. 4.13.

Los valores calculados de t_v aparecen en la Tabla 4.2. Para un flujo constante de calor, t_v puede calcularse vale.

$$t_v = \frac{\pi}{K} \left(\frac{KT_v}{2I_0} \right)^2 \quad (4.19)$$

$I = \text{const}$

que aparece también listado en la Tabla 4.2. A partir de t_v puede obtenerse un grado de estimación del tiempo t_{ss} necesario - para alcanzar el régimen estacionario, esto es, la propagación hacia el interior, de una distribución fija de temperatura a velocidad constante. Específicamente

$$t_{ss} = 25 t_v \quad (4.20)$$

$I = \text{cte.}$

que da valores de t_{ss} entre 1ns y 5ns. Cuando el flujo de calor crece linealmente hasta I_0 , en el tiempo mostrado en la Fig. 4.13 esto es 40ns, puede hacerse la suposición de que el estado estacionario se obtiene conjuntamente con el comienzo de la vaporización en la superficie, osea cuando $t=t_v$. Ya que t_v es pequeño comparado con t_p , la longitud total pulso, el proceso se supone comenzar para $t=0$.

Consideremos el cobre como ejemplo específico. Con -

(4.17) y usando la aproximación lineal mostrada en la Fig. 4.13.

$$d = \frac{1}{\rho (L_V + C_P T_V)} \left[\int_0^{40\text{ns}} \int_{40}^{I_0} t dt + \int_{40}^{150} I_0 dt + \int_{150}^{190} I_0 \left(1 - \frac{t-150}{40}\right) dt \right] \quad (4.21)$$

Sustituyendo valores para las constantes físicas del cobre se obtiene:

$$d = 19,5 \mu\text{m}.$$

Las columnas 4 y 5 de la Tabla 4.2 resumen los resultados obtenidos para las profundidades con varios materiales, bien teórica o experimentalmente. Estos resultados se obtuvieron con un láser de Nd:YAG de Q conmutado operando en el modo fundamental TEM₀₀ a 1060nm.

A. MEDIOS TRANSMISORES DE LA RADIACION LASER:

FIBRAS OPTICAS

Por:

Javier Sansa Torres

A.1.- FIBRAS OPTICAS. TIPOS Y MATERIALES

A.1.1.- Fibras Ópticas

Las fibras ópticas se basan en la facilidad de los materiales transparentes, tales como el vidrio, para conducir la luz con alta eficacia, mediante múltiples reflexiones internas; así como la posibilidad de cada fibra de un paquete de ellas de conducir la luz independientemente de las demás. La conducción eficiente de la luz a través de fibras se ha hecho posible gracias a la perfección del fenómeno de reflexión total interna. En principio, las condiciones para reflexión total existen en cualquier superficie lisa de unión de dos medios transparentes con diferentes índices de refracción, por ejemplo entre vidrio y aire; es decir, una fibra de vidrio en el aire conduciría la luz eficazmente; en la práctica, sin embargo, los pequeños defectos o la contaminación por grasa, polvo, etc. sobre la superficie de la fibra interfieren con el fenómeno de reflexión total, por absorción o dispersión de una fracción de la luz incidente. Esto es un problema para el caso de las fibras, en las que cada rayo de luz se refleja cientos o miles de veces en su recorrido, por tanto las pequeñas pérdidas de cada una se van acumulando hasta llegar a constituir una fracción sustancial del total de la luz entrante; de esta forma las pérdidas aumentan rápidamente en fibras no cubiertas.

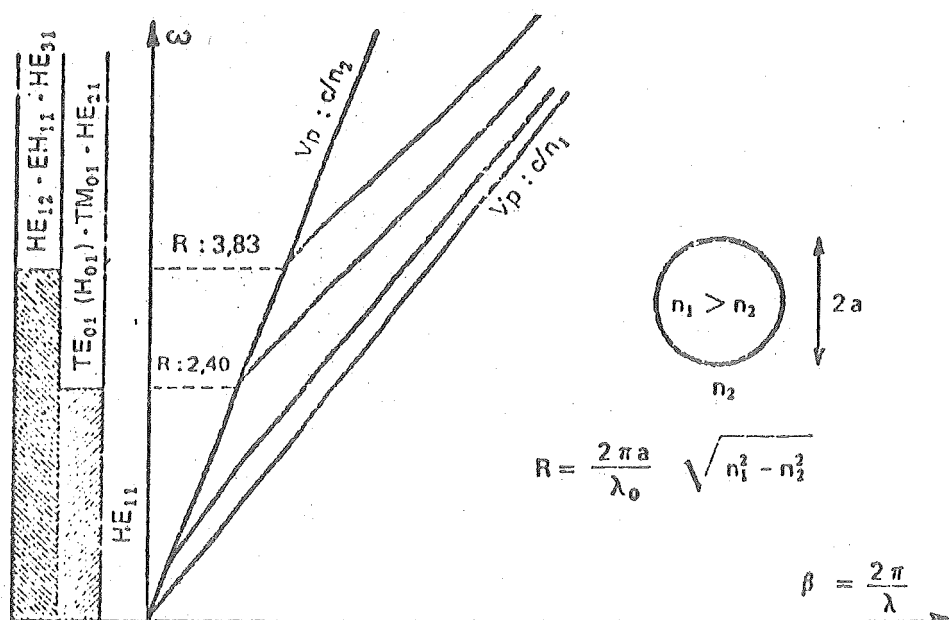
Aún en el caso de que fuese posible proteger adecuadamente las fibras no cubiertas, contra la contaminación, seguiría siendo inviable a causa de la fuga de luz de una fibra a la próxima. Este fenómeno que es similar al efecto túnel en mecánica cuántica, se debe a la penetración de las ondas electromagnéticas en un medio raro (aire en este caso) durante la reflexión total se ha "frustrado", pudiendo llegar a interferir a otras -

fibras del mismo paquete; la luz que se ha escapado se llama "diafonía óptica".

Para prevenir esta fuga, manteniendo bajos niveles de absorción, se utiliza un recubrimiento con un dieléctrico transparente de índice de refracción más bajo. En general, actualmente, se emplea una capa de vidrio o de plástico orgánico transparente de menor índice. El plástico confiere mayor flexibilidad y menor fragilidad a la fibra, aunque no permite la transmisión de energías tan altas y no puede resistir las temperaturas requeridas en algunos tipos de aplicaciones en las que se hacen imprescindibles las fibras de vidrio.

La propagación de una onda electromagnética en un núcleo cilíndrico rodeado de un medio (cubierta) de índice de refracción menor presenta una cierta analogía con lo ^{de} que ~~en~~ una guíaonda metálica. Se pueden, por tanto, propagar una serie de modos según las dimensiones y el valor relativo de los índices.

Existen, sin embargo, diferencias notables: examinando las curvas de dispersión de la gufa que se muestran en la figura siguiente, se comprueba que existe un modo a la frecuencia de corte cero, y la velocidad de fase de todos los modos se termina



en el corte; también se puede observar que a parte de los modos de revolución los otros son híbridos (H y E a la vez). Estas - propiedades diversas son una consecuencia del hecho de que los campos electromagnéticos no están completamente localizados en el núcleo dieléctrico central, sino que penetran en la cubierta exterior, tanto más cuanto más baja es la frecuencia. Al corte, el núcleo juega un papel secundario, la propagación tienen lugar a la velocidad de fase correspondiente a la constante dieléctrica de la cubierta. Por el contrario, lejos del corte, es el núcleo quien canaliza las ondas con sus características propias.

Ya se ha visto que los modos electromagnéticos se propagan por el núcleo de la fibra, de forma que cuando inciden con la cubierta puede suceder que se refracten y la atraviesen con lo cual se pierden y se llaman "modos de fuga", o que se reflejen de nuevo hacia el núcleo; esto dependerá del ángulo de incidencia del rayo sobre la superficie de contacto. Estos modos - que se reflejan son los que transmitirán la información, si bien estas reflexiones representan un inconveniente, conocido con el nombre de "retardo diferencial". Se debe a que los rayos luminosos que se desplazan paralelamente al eje de la fibra, lo hacen con mayor rapidez que aquellos que van sufriendo reflexiones, - puesto que el camino recorrido por éstos, es más largo. Cuando la transmisión se realiza sobre distancias largas y con velocidades de modulación altas, este efecto puede dar lugar a errores por ensanchamiento y confusión de impulsos.

El retardo diferencial se puede evitar o reducir por medio de:

- 1) Índices de refracción de núcleo y cubierta muy próximos de forma que los rayos luminosos que no se desplacen casi axialmente, en su choque con la unión de los dos medios no se reflejen, sino que atraviesen la cubierta y se pierdan.

- 2) Reduciendo el diámetro del núcleo de forma que se eliminen todos los modos de propagación electromagnéticos excepto uno, es decir, el núcleo solo captura los modos axiales.
- 3) Índice de refracción variable de forma que según aumenta la distancia al eje de la fibra disminuye el índice en forma gradual. De esta manera los rayos cruzan repetidamente el eje, desplazándose según trayectorias serpenteantes, todos con una velocidad casi igual.

A.1.2.- Tipos de fibras

De acuerdo con los tres procedimientos expuestos para mejorar las condiciones de transmisión, se pueden distinguir - los siguientes tipos de fibras:

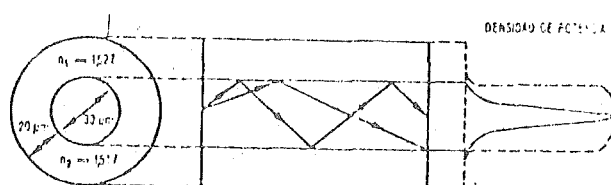
- Fibras multimodo
- Fibras monomodo
- Fibras de índice gradual

A.1.2.1.- Fibras multimodo

Este tipo de fibra tiene un diámetro de núcleo relativamente grande, mientras que la cubierta es, también relativamente, fina.

Tienen capacidad para transmitir muchos modos. La mayor parte de la energía se retiene en el núcleo, de forma que la - cubierta tiene una contribución muy pequeña a las pérdidas to-tales.

Un diagrama de rayos de la fibra multimodo sería el indicado en la figura, en la que además puede observarse la densidad de potencia.



Es la fibra de más fácil manejo, en cuanto a empalmes y emisión de la luz, pero por el contrario está limitada en su capacidad de anchura de banda. Por supuesto esta anchura de banda depende de muchos factores, tales como diámetro del núcleo, material del núcleo, espesor de la cubierta, material de la cubierta, diferencia de los índices de refracción de núcleo y cubierta, etc. Actualmente el límite está entre 5 y 500 Mbits/seg/Km.

El material constitutivo del núcleo de estas fibras puede ser sólido o líquido, como se estudia más adelante.

Las dimensiones típicas son:

	<u>Núcleo Líquido</u>	<u>Núcleo sólido</u>
- Diámetro del núcleo	50 - 100μm	35 - 90μm
- Diámetro de la cubierta	100 - 200μm	100 - 125μm
- Índice de refracción del núcleo	1,5	1,45
- Diferencia de índices de refracción	3 - 5%	0,5%

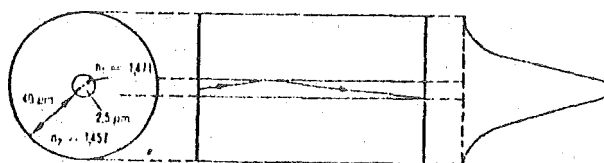
A.1.2.2.- Fibras monomodo

En esta fibra el diámetro del núcleo es muy pequeño, por ejemplo de 3μm.

Debido a su extremadamente fino núcleo este tipo de fibra

solo transmite un modo, que es el modo dominante HE_{11} , todos los demás modos se encuentran por debajo de corte.

Estudiando el diagrama de rayos luminosos por la fibra monomodo se observa que solo se transmite aquel cuyo ángulo con el eje es lo suficientemente pequeño como para que se pueda reflejar en la unión del núcleo con la cubierta, mientras que todos los demás rayos se refractan y se pierden. En la figura se puede observar también la densidad de potencia que se transmite.



Esta es la fibra que presenta mayores dificultades para su manejo, especialmente para uniones y potencia de la emisión luminosa, etc. Pero como contrapartida admite la mayor capacidad de anchura de banda, pudiendo transmitir hasta 10Gbits/seg/Km. (Con una fuente suficientemente pura).

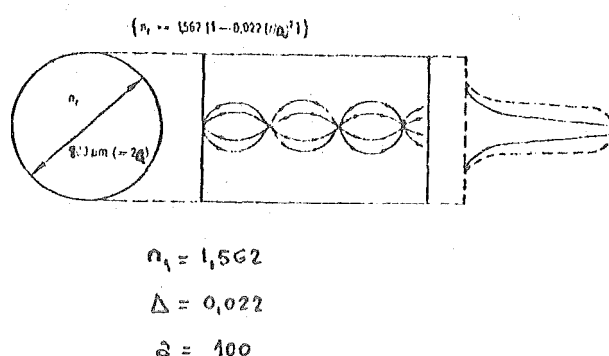
Las dimensiones típicas son:

- Diámetro del núcleo	3μm
- Índice de refracción del núcleo	1,5
- Diferencia de índices de refracción	1%
- Diámetro de la cubierta	50μm
- Longitud de onda (λ)	0,9μm

A.1.2.3.- Fibras de índice gradual

En estas fibras no existe una diferencia entre núcleo y cubierta como en las vistas anteriormente. Es decir, que no existe un salto en la diferencia de índices de refracción del núcleo y cubierta, sino que el cambio de índice se va produciendo de una forma gradual, disminuyendo progresivamente según se va alejando del eje de la fibra.

El diagrama de rayos que determina el proceso de la transmisión en estas fibras es el que se muestra en la figura. Como se observa esta estructura tiene ventajas numerosas desde el punto de vista de transmisión, puesto que es posible tener guías de muy baja dispersión temporal (retardo diferencial), - con diámetros de núcleo relativamente altos. Igualmente reduce las pérdidas por reflexión.



La capacidad de anchura de banda de esta fibra es intermedia entre las monomodo y multimodo, y puede alcanzar 2 Gbits/seg/Km. Admite muchos modos con aproximadamente la misma velocidad de grupo.

Su dimensión típica es un diámetro del orden de 200μm y el índice de refracción que varía en función del radio según:

$$n_r = n_1 \left[1 - \Delta \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \quad \text{para } n_1 \approx 1,5; \Delta \text{ del orden de } 0,01 \text{ a } 0,02 \text{ y } 0 \leq r \leq a.$$

(a = radio)

Esta fibra que se comercializa con el nombre de Selfoc, es fabricada por el grupo Nippon Electric Company y Nippon Sheet Glass Company.

A.1.3.- Materiales

Un importante problema es el de la atenuación de la luz en su recorrido a través de la fibra, debido fundamentalmente a dos mecanismos íntimamente ligados con el material o materiales utilizados en la composición de la fibra. Estos mecanismos son: la absorción de la energía luminosa, y la dispersión de las ondas en su desplazamiento.

La absorción depende de la pureza del material, donde son muy importantes cualquier tipo de impurezas, pero influyen especialmente las impurezas de ciertos metales y del agua (ión OH^-).

La dispersión depende de la falta de uniformidad, particularmente en la unión entre el núcleo y la cubierta, debido a partículas de impurezas o burbujas en el material del núcleo, lo que a la longitud de onda de la luz transmitida hace que el material tenga aspecto granular, de tal manera que al aumentar la longitud de onda disminuye la dispersión. Por ello es preferible utilizar luz infrarroja en lugar de luz visible.

Es decir, es importante la elección del tipo de material constitutivo de la fibra. En esta elección influirán diversos factores, entre otros:

- Dominio espectral en que va a trabajar
- Bajas pérdidas en la banda pasante
- Fácil tecnología de fabricación
- Posibilidad de índices variables

Teniendo en cuenta que algunos factores que pueden influir en el material son fijos dentro de unos ciertos márgenes,

como por ejemplo: longitud de onda utilizada entre 0,8 y 1,1 μm ; los emisores que mejor se adaptan son los diodos electroluminiscentes LED, diodos láser de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, y lasers de matriz dopada por Neodinio; etc. Se pueden comenzar a determinar algunos materiales que darán los mejores resultados para cada uno de los tipos de fibras estudiados. De esta manera y considerando que los núcleos serán siempre muy finos (2 a 90 μm), así como que las distancias entre repetidores serán de varios kilómetros, parece aconsejable pensar en materiales isótropos, como son los líquidos y los vidrios, dentro de estos particularmente la sílice.

A.1.3.1.- Líquidos

Las fibras se constituyen por un capilar de vidrio formando la cubierta, lleno de un líquido de baja atenuación y con su índice de refracción superior al del vidrio.

Son fibras multimodo, debido a que el diámetro interno del capilar debe ser de varias decenas de μm para poder introducir el líquido sin muchas dificultades.

Para obtener una baja atenuación, no debe de tener ninguna banda de absorción en la región del espectro en que trabaja, esto elimina todas las sustancias que contienen grupos OH, enlaces $-\text{C}-\text{H}$; $=\text{CH}_2$; $=\text{N}-\text{H}$; grupos aromáticos, etc. De esta forma los productos más utilizados son:

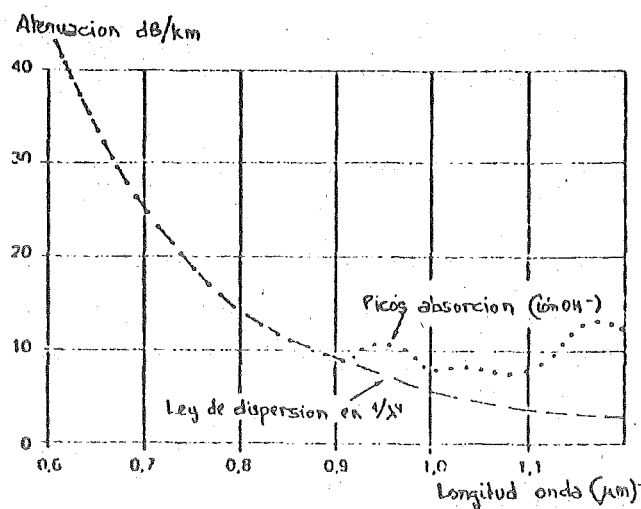
- Tetracloruro de carbono
- Tetracloroetileno
- Hexaclorobutadieno
- Triclorobromoetano

Aunque hay otros que pueden ser utilizados con éxito,

estos parecen ser los más prometedores.

Las principales ventajas son:

- Baja atenuación, por ejemplo en el hexaclorobunadieno a $0,9\mu\text{m}$ se puede conseguir inferior a 10 dB/Km.
- Influencia de las impurezas, especialmente las de metales de transición, no tienen la misma importancia que en sólidos, con lo cual las pérdidas se deben esencialmente a la dispersión, siguiendo una ley en $1/\lambda^4$. La única absorción relativamente importante residirá en el tercer armónico $\lambda_{\text{OH}}/3$ de los hidroxidos residuales (agua, alcohol, etc). Esta ley y la influencia de los grupos OH se pueden observar en la grafica de atenuación de la figura, para un diámetro de núcleo de $95\mu\text{m}$ y una longitud de 600 m.



- Ajuste del índice, la mezcla de líquidos permite ajustar el índice de refracción al valor deseado.
- Influencia de la cubierta, la calidad óptica de la cubierta (borosilicato, pyrex, sílice, etc.) no tie

ne una importancia primordial para la atenuación.

Por otra parte tienen inconveniente como:

- Introducción del líquido, se necesita una presión de 1400 atmósferas.;
- Dificultad de las conexiones.
- Problemas debidos a la importante dilatación de los líquidos.
- Variación del índice de refracción con la temperatura.

A.1.3.2.- Vidrios

Dejaremos aparte el sílice para estudiarlo de forma particular más adelante, y en esta parte consideramos solamente - aquellos vidrios compuestos por un formador y uno o varios modificadores.

En general los mejores vidrios comerciales tienen una atenuación comprendida entre 200 y 300 dB/Km para una longitud de onda de $0,9\mu\text{m}$; aunque partiendo de materias primas muy puras, se han alcanzado atenuaciones de 50 dB/Km con ciertos vidrios de composición simple con óxidos de silicio, plomo y sodio, incluso más recientemente con vidrios silicosodicálcicos se consiguieron de 30 dB/Km, y los vidrios de talio utilizados para fabricación de fibras de índice gradual tienen atenuaciones del orden de 20 dB/Km. Estos valores de atenuaciones están medidos sobre una muestra de material, es decir en masa; este valor se reduce cuando se trata de la fibra constituida con el material.

En estos vidrios, las pérdidas por dispersión, esencialmente debidas a las heterogeneidades: burbujas, microfundidos, microdesvitrificaciones, etc, son generalmente pequeñas con rela

ción a las pérdidas por absorción debidas en gran parte a la movilidad de los electrones 3d de los metales de transición, los cuales con los grupos OH constituyen las impurezas más influyentes. También juega un gran papel sobre el espectro de absorción, el estado de oxidación de las impurezas.

Los criterios para seleccionar los vidrios son:

- Buena transmisión de la luz entre 0,8 y 1 μ m.
- Baja tendencia a desvitrificar.
- Baja afinidad con el agua.
- Bajo contenido de iones OH^- .
- Temperatura de fusión poco elevada.

Para obtener buenas características de transmisión de la luz en el espectro visible y en el infrarrojo próximo, entre los formadores se pueden emplear los teluratos.

Para eliminar la tendencia a desvitrificar se utilizan los aluminatos, los bismutatos y los antimoniatos.

Los formadores para reducir la gran afinidad con el agua son los halogenuros y los fosfatos.

Sobre la base de estas consideraciones, los vidrios que parecen responder mejor a los criterios elegidos, son los silicatos, los fluorofosfatos y los germanatos.

Habrá que hacer distinción de los diferentes tipos de fibras:

a) Fibras con dos índices

Utilizan los tipos de vidrio indicados anteriormente. En el proceso de fabricación hay que tener en cuenta la posible contaminación introducida por el crisol de platino donde se funde el vidrio; por ello es preferible el método de las preformas.

b) Fibras de índice gradual

Para obtener el gradiente del índice se produce un cambio iónico, talio-potasio, acelerado por electromigración. Este cambio se realiza a una temperatura de unos 450°C, de tal manera que por no ser demasiado elevada se reducen los riesgos de contaminación por impurezas metálicas.

El cambio iónico también puede ser litio-sodio para vidrios silicocálcicos, aunque éste se emplea menos.

A.1.3.3.- Sílice

Un caso particular del vidrio es la sílice vítrea SiO_2 , que por su importancia en la fabricación de fibras distinguimos en forma especial.

En un plano teórico, comparando las atenuaciones límites de los vidrios de silicatos de sodio y calcio con la sílice, en una primera aproximación para calcular dispersión y absorción intrínsecas, se encuentra la atenuación límite total de la sílice del orden de 1,7 dB/Km para una longitud de onda de 0,9 μm , mientras que en el vidrio es de 9 dB/Km para la misma longitud de onda. En la práctica ha sido posible medir pérdidas inferiores a 2 dB/Km en la sílice, mientras que la cifra más baja obtenida con los silicatos de sodio y calcio son del orden de 30 dB/Km.

Por este motivo y a pesar de las dificultades inherentes a la sílice como son:

- Punto de reblandecimiento elevado (obliga al empleo de temperatura del orden de 2000°C)
- Gran variación de la viscosidad con la temperatura.
- Dificultad para variar su índice de refracción.

Este material se ha impuesto como base de todo sistema de fibra para atenuaciones inferiores a 10 dB/Km.

Actualmente se puede encontrar en el comercio sílice sintética de muy alta pureza, generalmente fabricada a partir de cloruros.

La dificultad esencial, para la fabricación de la fibra, a partir de la elevada temperatura de trabajo (2000°C), reside en el bajo índice de refracción de la sílice ($n=1,458$), de tal forma que cuando se utiliza como núcleo es necesario encontrar una cubierta de índice menor; después de numerosos estudios se ha conseguido un borosilicato de $n=1,452$, que además no necesita ser forzosamente de una pureza extremada (comercialmente se le llama Vycor y su composición es de 96% de SiO_2 y 4% de B_2O_3), los mejores resultados se obtienen para longitudes de onda muy baja. Si por el contrario se utiliza la sílice en la cubierta, será necesario aumentar el índice de la sílice que constituya el núcleo, pero sin modificar sus características de transmisión, para ello se dopan añadiendo óxidos que previamente se han obtenido puros a partir de los cloruros; de ellos los más utilizados son los de Germanio, Talio, Aluminio y muy especialmente el de Titanio TiO_2 .

A.2.- PERDIDAS EN LAS FIBRAS

A.2.1.- General

Puesto que la calidad de un sistema de comunicaciones óptico depende en gran parte de la fibra como medio de transmisión será necesario conocer con detalle las posibles fuentes de atenuación de las señales luminosas en ella.

Se consideran dos fuentes de atenuación en las fibras, estas son:

- Absorción o conversión de la luz en calor.
- Dispersión (difusión) o fuga de los modos conducidos por la fibra.

En las dos se produce la pérdida de una fracción de la energía transportada por la guía de fibra.

Tanto la absorción como la dispersión se presentan a su vez bajo tres formas:

Absorción:

- Intrínseca
- Por impurezas
- Por defectos atómicos

Dispersión:

- Intrínseca
- Por inhomogeneidades del material
- Aberración en la unión entre el núcleo y la cubierta.

A.2.2.- Absorción

La energía luminosa absorbida por la fibra se transforma totalmente en calor, elevándose la temperatura del material. Este calentamiento sirve para proporcionar una información sobre la capacidad del material para absorber la luz.

A.2.2.1.- Absorción intrínseca

Esta es la absorción que aparece cuando el material se encuentra en estado "perfecto". Normalmente los materiales dieléctricos perfectos, como el vidrio, se suelen considerar totalmente transparentes. Esto es cierto para la mayoría de las aplicaciones, sin embargo, si el material va a ser empleado para la fabricación de fibras, esto debe considerarse con mayor detalle ya que se requieren y logran coeficientes de atenuación de 3 órdenes de magnitud menores. (Por ejemplo, la atenuación de un vidrio a $0,9\mu\text{m}$ es del orden de 50 dB/Km y en forma de fibra puede ser del orden de 20 dB/Km o menos).

El conocimiento de esta absorción se desea no solo para conocer su contribución a la absorción total medida en las fibras, sino también para establecer un límite inferior. La absorción presente en el margen de $0,6$ a $1\mu\text{m}$ de longitud de onda, es debida fundamentalmente a las colas en el visible de las bandas de absorción en el ultravioleta y en el infrarrojo. Apenas se conoce nada actualmente respecto a estas bandas y por tanto sobre su contribución a las pérdidas. El único recurso es tomar como absorción la menor observada y concluir que la absorción intrínseca será menor.

A.2.2.2.- Absorción por impurezas

Es debida principalmente a iones presentes como impure

za en el vidrio; fundamentalmente estos iones pueden ser metálicos o el ión OH^- .

Las bandas de absorción de las impurezas metálicas debidas a los iones ferrosos, férricos, de cobalto o de cromo varían de un vidrio a otro.

Sin embargo, para medidas realizadas en los iones de hierro, se puede concluir que concentraciones por debajo de algunas partes por billón de iones deben lograrse para conseguir atenuaciones por debajo de 20 dB/Km.

Los iones OH^- presentes tienen bandas de absorción centradas en las longitudes de onda de 950 y 725 nm que son respectivamente el tercer y cuarto armónico de la banda fundamental - que se encuentra próxima a las 2,8 micras. A partir de medidas realizadas se ha llegado a la conclusión de que la absorción - por iones de agua es del orden de 1,25 dB/Km/ppm de peso.

A.2.2.3.- Defectos atómicos

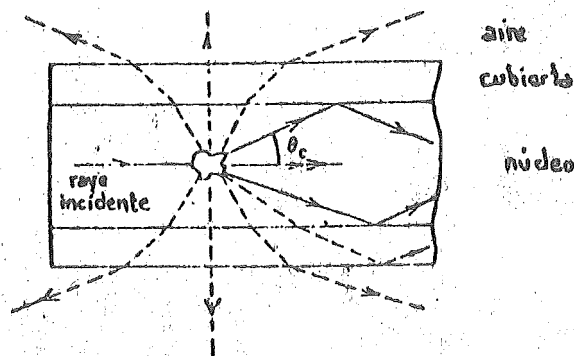
La tercera fuente de absorción son defectos atómicos en la estructura del cristal, incluyéndose en este capítulo elementos no deseados que se añaden deliberadamente a la composición de vidrio. Un ejemplo de esto puede ser el titanio, que - puede añadirse deliberadamente y formar Ti^{3+} que presenta una gran banda de absorción en el visible mientras que el Ti^{4+} no la presenta.

A.2.3.- Dispersión

También se llama difusión. Según se ha visto anteriormente, es la consecuencia de la pérdida de una parte de la energía por dispersión de las ondas al propagarse en la fibra. Esta energía perdida se reparte por todo el espacio, introduciendo

una perturbación que se puede llamar "conversión de modos".

Si se considera un rayo que se propaga por reflexión totales siguiendo un ángulo dado, cuando encuentra un centro de dispersión, una parte de la energía se pierde efectivamente: rayos dibujados a puntos en la figura. A consecuencia del ángu-



lo límite de reflexión entre el núcleo y la cubierta toda la energía comprendida en el ángulo sólido (θ_c), a trazos llenos en la figura, se puede propagar por reflexión total siguiendo ángulos diferentes del de la luz incidente. Esto es porque la dispersión de la luz provoca pérdidas de energía y conversiones de modos.

A.2.3.1.- Dispersión intrínseca

Todos los materiales transparentes dispersan la luz de una manera más o menos importante, según su composición química. Esta dispersión está provocada por las fluctuaciones térmicas, que a su vez generan fluctuaciones aleatorias del índice de refracción, y por tanto está ligada al proceso de elaboración del material. Existe por tanto un límite intrínseco de las pérdidas por dispersión, por debajo del cual es difícil descender; aunque se puede minimizar por elección de la composición del material y de su tratamiento térmico.

En el vidrio estas fluctuaciones quedan "congeladas", cuando el material se enfria después de un proceso de templado.

El coeficiente de atenuación por dispersión, para el caso de líquidos, recibe también el nombre de turbidez y se debe a fluctuaciones en la compresión del líquido; está dado por la expresión:

$$\tau \approx \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} (n^2 - 1)^2 KT\beta$$

Donde K es la constante de Boltzmann

T : es la temperatura absoluta

β : es la compresibilidad

Como valor de T se suele tomar la temperatura de templado.

Si se añaden otros óxidos a la sílice ésta dispersión puede ser aumentada por la concentración de los nuevos óxidos no uniforme.

Esta contribución viene dada por la fórmula:

$$\tau \approx \frac{16\pi^3 n}{3\lambda^4} \frac{\partial n}{\partial c} \frac{\overline{\Delta c^2}}{\Delta c^2} \cdot \delta v$$

Donde $\overline{\Delta c^2}$ es el valor cuadrático medio de las fluctuaciones de la concentración y δv el volumen en el que sucede.

Generalmente, si el óxido añadido tiende a elevar el índice de refracción del material, sus variaciones de concentración causarán mayor dispersión debido a que sus fluctuaciones de concentración representan mayores variaciones del índice de refracción n .

A.2.3.2.- Dispersión por inhomogeneidades

Esta fuente de dispersión puede aparecer después de un tratamiento térmico, como resultado de una desvitrificación o de una separación de fase. Se pueden presentar en forma de partículas difundidas en un medio homogéneo, el diámetro de estas partículas puede variar entre 20 y 20.000 Å; su índice de refracción, por otra parte, no es muy diferente del índice del medio que las rodea.

No está probado que estas partículas se conserven en el núcleo de las fibras ópticas, después del proceso de estirado, en la misma forma que en una muestra del material del núcleo. Se puede pensar que se alargan transformándose en cilindros con su eje paralelo al de la fibra, y con una longitud $L \gg \lambda$ y un diámetro $2a \ll \lambda$.

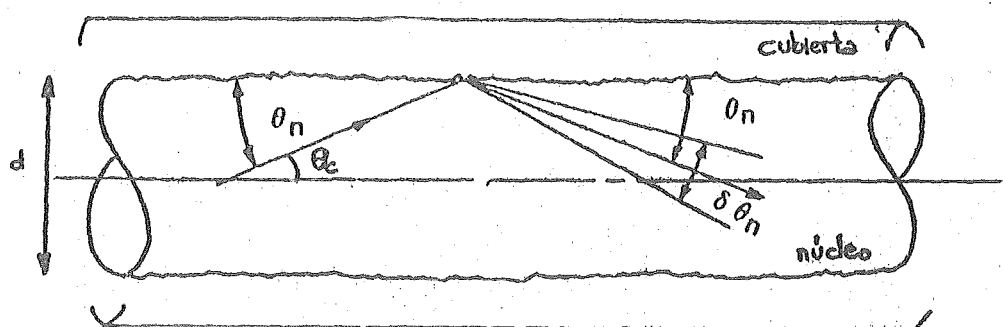
Además es posible que a consecuencia de las condiciones del proceso de estirado, aparezcan otras partículas dispersas que no existían en el vidrio de origen, es decir, el estirado de la fibra a partir de la masa de vidrio puede contribuir a introducir pérdidas.

A.2.3.3.- Aberración en la unión entre el núcleo y cubierta

En la fibra óptica, el vidrio no es la única fuente de dispersiones. Los defectos localizados en la unión entre el núcleo y la cubierta, donde las fluctuaciones del diámetro del núcleo, perturban la reflexión total interna de un rayo que se propaga siguiendo un ángulo θ_c .

Tales irregularidades modificarán por consiguiente el factor de reflexión que es igual a $r(\theta_c)$ en cada reflexión. La atenuación crece con el número de reflexiones, que viene dada por la expresión $\frac{l \cdot \text{tg} \theta_c}{d}$, donde l es la longitud y d el diámetro.

tro del núcleo.



A.3. PROPAGACION EN FIBRAS

A.3.0.- Introducci3n

Comenzaremos exponiendo un modelo sencillo de la propagaci3n en la 3ptica geometrica, dado fundamentalmente el caracter m3s intuitivo de este, frente a las t3cnicas convencionales de Electromagnetismo.

Sean dos dieléctricos de índices de refracci3n n_1 y n_2 , tales que n_1 sea mayor que n_2 . Supongamos, adem3s, un rayo en el medio uno y que va hacia el medio dos, como se ve en la figura.

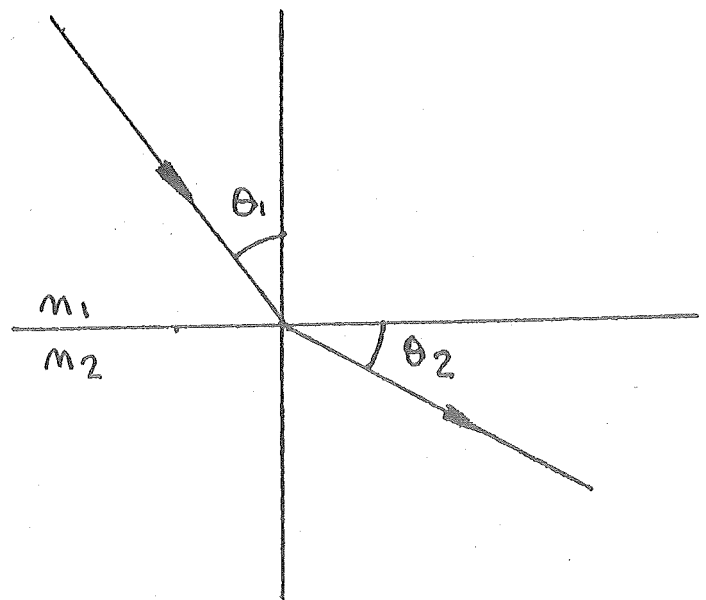
Aplicando la ley de Snell se tiene:

$$n_2 \sin \theta_2 = n_1 \sin \theta_1 \quad (1)$$

y

$$\sin \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1$$

Fig. 1



Conforme θ_1 va aumentando θ_2 crecer3 tambi3n hasta llegar a valer 90° , al ángulo θ_1 que hace que θ_2 sea de 90° se le denomina ángulo crítico θ_c .

Si $\theta_1 > \theta_c$ se logrará entonces una reflexión total en la superficie de separación.

En una estructura como la de la figura, en la que el diámetro del cilindro interior sea mucho mayor que la longitud de onda el modelo de la óptica geométrica resulta plenamente aplicable, y puede servir para explicar la propagación.

Consideraremos en primer lugar la propagación de un rayo contenido en un plano que pase por el eje de simetría del cilindro, rayo que denominaremos meridional.

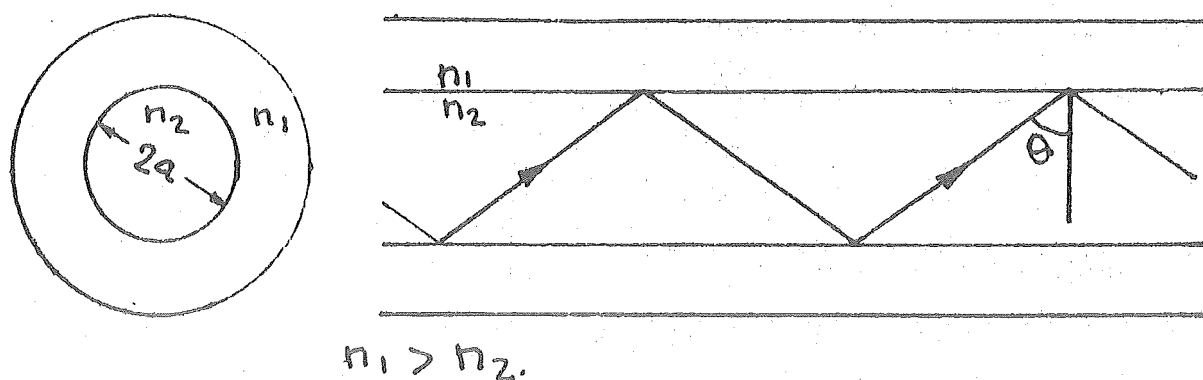


Fig. 2

Este rayo para $\theta > \theta_c$ es guiado por la estructura en la forma que indica la figura.

De acuerdo con la óptica geométrica, existe una segunda posibilidad de propagación que es una propagación oblicua con relación al eje, un ejemplo de la cual se da en la figura adjunta. A este tipo de rayos se les denomina rayos transversales.

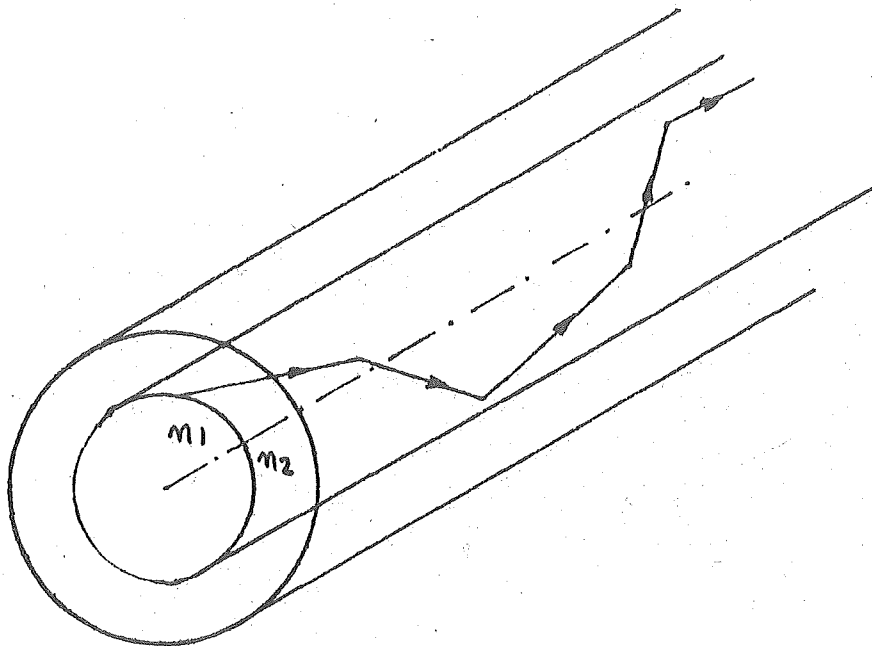


Fig. 3

Empleando el modelo expuesto hasta aquí se puede determinar con una cierta aproximación la dispersión temporal que sufriría un pulso que se propagase por la fibra.

Sea un pulso rectangular de duración T . Este pulso sufrirá un alargamiento en su duración Δt dado por la diferencia de caminos recorridos por los diferentes rayos.

Este alargamiento será la diferencia entre los instantes de llegada del último y del primer rayo.

Tenemos

$$T_1 = \frac{n_1}{c} \frac{L}{\sin \theta_c} = \frac{n_1}{c} L \operatorname{cosec} \theta_c \quad (2a)$$

$$T_2 = \frac{n_1}{c} L \quad (2b)$$

$$\text{Luego } \Delta t = (T_1 - T_2) = \frac{n_1}{c} L \operatorname{cosec} \theta_c^{-1} \quad (3)$$

A.3.1. - Análisis Electromagnético

Tras este breve estudio de la propagación apoyándonos en la óptica geométrica se puede pasar a considerar algunos resultados que pueden obtenerse de la teoría de campos y que dan una información mayor que la de la óptica geométrica.

Adelantaremos algunos de los resultados que se van a obtener. En primer lugar vamos a obtener que la estructura es capaz de guiar únicamente un número finito de modos.

A diferencia de lo que sucedía en una guía cilíndrica metálica en la que la propagación lograba explicarse mediante dos tipos de modos, los TE y los TM, aquí es necesario introducir un nuevo tipo de modos, los modos EH caracterizados por tener el campo eléctrico y el magnético componente longitudinal.;

Finalmente queda por añadir el hecho de que una parte de la potencia se propaga por la cubierta de la guía, siendo mayor el porcentaje cuanto menor sea la diferencia entre los índices de refracción de la cubierta y del núcleo.

Tras esta introducción comenzaremos definiendo dos parámetros.

$$u = a(k_n^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (4)$$

$$w = a(\beta^2 - k_n^2)^{1/2} \quad (5)$$

El campo puede expresarse en la forma (ur/a) en el núcleo y (wr/a) fuera de él.

En las expresiones anteriores

a = radio del núcleo

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ siendo λ la longitud de onda en el vacío

β la constante de propagación, está limitada entre los valores $n_c k > \beta > n k$.

Siendo n_c el índice de refracción del núcleo y n el de la cubierta, $J(x)$ la función de Bessel de primera especie, $K(x)$ una función derivada de las de Bessel por la expresión:

$$j^{v+1} H_v(jx) = \frac{2}{\pi} K_v(x) \quad (6)$$

y

$$H_v(x) = J_v(x) + jN_v(x) \quad (7)$$

Donde N_v es la función de Bessel de orden v y segunda especie.

Definimos el parámetro v como

$$v^2 = u^2 + w^2 \quad (8)$$

$$v = ak(n_c^2 - n^2)^{1/2}$$

que puede considerarse como una frecuencia de corte normalizada.

Postulamos las siguientes componentes transversales.

$$E_Y = H_x \begin{matrix} z_0/n_c \\ z_0/n \end{matrix} = E_1 \left\{ \begin{matrix} J_1(ur/a)/J_1(u) \\ K_1(wr/a)/K_1(w) \end{matrix} \right\} \cos l\phi \quad (10)$$

Donde E_1 es el campo eléctrico en la superficie de separación y la línea superior designa los campos en el núcleo y la inferior en la cubierta.

Para $l > 0$ ya que tenemos libertad para elegir $\sin l\phi$ o $\cos l\phi$ aparecen 4 modos para cada l .

Los componentes longitudinales pueden obtenerse a partir de:

$$E_z = \frac{j Z_0}{k} \left\{ \frac{1/n_c^2}{1/n^2} \right\} \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (11)$$

$$y, \quad H_z = (j/kZ_0) \partial E_y / \partial x \quad (12)$$

Sin embargo si se verifica la condición:

$\frac{n_c - n}{n} \ll 1$; resulta que E_z y H_z son despreciables frente a las componentes transversales.

Las expresiones de E_z y H_z son

$$E_z = \frac{-j E_1}{2ka} \left\{ \begin{aligned} &\frac{u}{n_c} \frac{J_{l+1}(ur/a)}{J_l(u)} \sin(l+1)\phi + \frac{u}{n_c} \frac{J_{l-1}(ur/a)}{J_l(u)} \sin(l-1)\phi \\ &\frac{w}{n} \frac{K_{l+1}(wr/a)}{K_l(w)} \sin(l+1)\phi - \frac{w}{n} \frac{K_{l-1}(wr/a)}{K_l(w)} \sin(l-1)\phi \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$$H_z = \frac{-j E_1}{2kaZ_0} \left\{ \begin{aligned} &u \frac{J_{l+1}(ur/a)}{J_l(u)} \cos(l+1)\phi - u \frac{J_{l-1}(ur/a)}{J_l(u)} \cos(l-1)\phi \\ &w \frac{K_{l+1}(wr/a)}{K_l(w)} \cos(l+1)\phi + w \frac{K_{l-1}(wr/a)}{K_l(w)} \cos(l-1)\phi \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

A partir de las expresiones E_y y H_x obtendremos las componentes azimutales resultando

$$E_\phi = 1/2 E_1 \left\{ \frac{J_l(ur/a)/J_l(u)}{K_l(wr/a)/K_l(w)} \right\} (\cos(l+1)\phi + \cos(l-1)\phi) \quad (15)$$

$$H_\phi = -\frac{1}{2} \frac{E_1}{Z_0} \left\{ \frac{n_c J_l(ur/a)/J_l(u)}{n K_l(wr/a)/K_l(w)} \right\} (\sin(l+1)\phi - \sin(l-1)\phi) \quad (16)$$

Haciendo $n=n_c$ en las expresiones anteriores de los campos longitudinales y transversales e igualando las componentes tangenciales, para verificar las condiciones de contorno resulta

tras aplicar las relaciones entre las funciones de orden n y $n+1$.

$$u \frac{J_{l-1}(u)}{J_l(u)} = -w \frac{K_{l-1}(w)}{K_l(w)} \quad (17)$$

que es la ecuación características de los modos linealmente polarizados (LP).

De esta expresión pueden obtenerse los valores de corte del modo.

Haciendo $w=0$, los valores de corte se obtienen como raíces de $J_{l-1}(w)=0$.

En el caso $l=0$ se incluyen los ceros de $J_{-1} = J_1$. Luego las soluciones para u se encuentran entre los ceros de $J_{l-1}(u)$ y $J_l(u)$. Cada solución está asociada con un conjunto de modos que se designan LP_{lm} .

En el caso $l>1$, cada conjunto consta de 4 modos. Nos queda finalmente por establecer una nueva relación. Diferenciando en la expresión siguiente con respecto a v

$$v^2 = u^2 + w^2$$

Resulta

$$\frac{du}{dv} = \left(\frac{u}{v}\right) (1 - \kappa_l(w)) \quad (18)$$

Donde

$$\kappa_l(w) = K_l^2(w) / K_{l-1}(w) K_{l+1}(w) \quad (19)$$

Para valores grandes de w resulta $\kappa_l \approx 1-1/v$, lo que puede usarse para resolver la ecuación 18.

Para resolver esa ecuación en el caso general interesa encontrar una buena aproximación de κ_l para cualquier valor

de w .

La aproximación que se empleará es la siguiente:

$$\kappa_1 \approx 1 - (w^2 + 1^2 + 1)^{-1/2} \quad (20)$$

La razón de efectuar esta aproximación es la siguiente: La constante de propagación β , como puede verse a partir de las fórmulas 4, 5 y 8, puede expresarse en función de $w^2 = v^2 - u^2$.

Si esta diferencia se hace muy pequeña los errores que introduce la primera aproximación pueden hacerse muy grandes.

Podemos sustituir w^2 por $v^2 - u^2$ y para simplificar más el problema, tal como se vió tras la fórmula 17 u debe encontrarse entre ceros sucesivos de funciones de Bessel adyacentes, podemos escribir:

$$w \approx (v^2 - u_c^2)^{1/2} \quad (21)$$

Sustituyendo u , por su valor de corte u_c . Para el modo LP_{1m} , u_c es la raíz m de $J_{1-1}(u)$.

Esta aproximación es satisfactoria para todos los modos excepto para el $LP_{01} = HE_{11}$, cuyos parámetros u , v y w tienden a cero simultáneamente.

Excluyendo ese modo y utilizando la aproximación dada por 20 y 21, la solución de la ecuación diferencial 18 resulta

$$u(v) = n_e \exp(\arcsen(S/u_c) - \arcsen(S/v)) / S \quad (22)$$

siendo

$$S = (u_c^2 - 1^2 - 1)^{1/2}$$

la solución para el modo HE_{11}

$$n(v) = (1 + \sqrt{2})v / 1 + (4 + v^4)^{1/4} \quad (23)$$

Usando la función $n(v)$ obtenida se puede calcular la constante de propagación β .

Definimos:

$$b(v) = 1 - (u^2/v^2) = (\beta^2/k^2) - n^2 / (n_c^2 - n^2) \quad (24)$$

que para $n_c - n/n \ll 1$ puede aproximarse a:

$$b \approx (\beta/k) - n / n_c - n \quad (25)$$

De aquí podemos obtener β

$$\beta = nk(b\Delta + 1) = nk(1 + \Delta - \Delta n^2/v^2) \quad (26)$$

donde
$$\Delta = \frac{n_c - n}{n}$$

Como la detección de la luz modulada que se transmite por la guía se realiza detectando la envolvente, y esta tras pasar por la fibra puede ser distorsionada debido a la dispersión de la fibra conviene conocer el retraso de grupo.

Este viene dado por la fórmula:

$$\tau_{gr} = (L/C) (d\beta/dk) \quad (27)$$

Donde C = Velocidad de la luz en el vacío

L = Longitud de la fibra.

Al efectuar la derivada de la ecuación 27, sustituyendo β por la expresión dada en la ecuación 26, se debe considerar la dependencia entre n , Δ y b con k : Si la dispersión del núcleo y la cubierta es aproximadamente la misma Δ es independiente de n ; además para cualquier vidrio $k dn/dk \ll n$ resulta - pues:

$$\tau_{gr} = \frac{L}{C} \left(\frac{d(nk)}{dk} + n\Delta \frac{dvb}{dv} \right) \quad (28)$$

El primer término de la ecuación 28, tiene en cuenta la dispersión debida al material, que es la misma para todos los modos, mientras que el segundo caracteriza la dispersión -

debida a la fibra.

La segunda derivada puede calcularse teniendo en cuenta las expresiones 18 y 24 resultando

$$d(vb)/dv = 1 - (u/v)^2 (1 - 2\kappa) \quad (29)$$

$$\text{Donde } \kappa_l(w) = \frac{K_l^2(w)}{K_{l+1}(w) K_{l-1}(w)}$$

La ecuación 29 puede considerarse como un retraso de grupo normalizado. Lejos del coste se aproxima a 1 para todos los modos. En el corte vale $dvb/dv = 2\kappa(0)$ resultando para $l=0,1$ en valores de $d(vb)/dv=0$ y para valores de $l>2$, en $2 - (1/l)$

Como puede verse de esa expresión los modos de mayor orden son los que sufren el mayor retraso.

Como $l_{\max} \approx v$ obtenemos una dispersión de grupo dada por la expresión:

$$(1 - 2/v) (n_c^2 - n^2) L/C \quad (30)$$

Finalmente para ponerlo en función de parámetros conocidos sustituimos v por su valor $v = ak(n_c^2 - n^2)^{1/2}$

A.3.2. ANÁLISIS PARA FIBRAS MULTIMODO

Las fibras multimodo presentan un interés grande debido al hecho de ser más fácil su manufactura y la posibilidad de ser excitadas por medio de fuentes incoherentes como diodos emisores de luz (LED's).

Esto se debe a dos razones, en primer lugar una fibra transmitirá tanto más modos cuanto mayor sea la dimensión del núcleo con relación a la longitud de onda, lo que hace que sea

más fácil de construir. Por otra parte la cantidad de luz que acepta la fibra aumenta con el número de modos que transmite.

Por otra parte este tipo de fibras pueden ser analizadas con métodos más detallados.

El cono que acepta la fibra está limitado por aquellos rayos que tras entrar en la fibra se reflejan en la superficie entre núcleo y cubierta. Estos rayos forman un ángulo θ con el eje

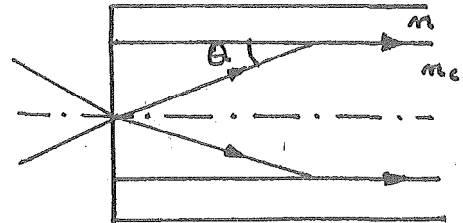


Fig. 4

$$\theta \approx \sin\theta = (n_c^2 - n^2)^{1/2} \quad (31)$$

Para calcular el número de modos que admite la guía se procede como sigue. Se consideran en primer lugar los modos del espacio libre que pueden entrar en el área πa^2 . Consideremos estos pares de modos polarizados uno perpendicularmente al otro.

Cada par ocupa un cono de ángulo sólido $\pi\delta^2$, donde

$$\delta = \lambda/\pi a \quad (32)$$

El número total de modos aceptados por la guía es por tanto $N = 2(\theta/\delta)^2$

$$(33)$$

que puede escribirse por la ecuación,

$$N \approx v^2/2 \quad (34)$$

Este es el número de modos aceptados por la guía y también el número de modos transmitidos.

El número de modos puede obtenerse por otro camino;

contando los valores de corte que verifican $u \ll v$, y teniendo en cuenta que los valores más bajos representan 2 modos y los demás 4.

La ecuación anterior permite designar los modos de la fibra en la secuencia de sus valores de corte y viceversa se puede predecir el corte del modo v para un modo alto para la ecuación

$$u_c \approx (2v)^{1/2} \quad (35)$$

Podemos emplear este sistema para describir fibras con gran número de modos. Elegimos aquellos modos lejos del corte, despreciando los pocos próximos al corte.

Podemos escribir pues, $\kappa = 1$. Sustituimos u por u_c ya que nunca se desplazará apreciablemente de ese valor

Como $b = 1 - (u/v)^2 = 1 - u_c^2/v^2 = 1 - v^2/N^2$
y finalmente

$$\frac{dv}{db} = 1 + u_c^2/v^2 = 1 + v/N \quad (36)$$

Otra fórmula de interés es la que relaciona la potencia que se propaga en el núcleo y en la cubierta.

Llamando P a la potencia total, P_1 a la potencia que se propaga por el núcleo y P_2 a la que se propaga por la cubierta. Se puede escribir para el modo 1

$$\frac{P_1}{P} = 1 - \left(\frac{u}{v}\right)^2 (1 - \kappa_1) \quad (37)$$

$$\frac{P_2}{P} = \left(\frac{u}{v}\right)^2 (1 - \kappa_1) \quad (38)$$

y la relación es

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{v^2}{u^2 (1 - \kappa_1)} - 1 \quad (39)$$

El significado físico de la expresión anterior es el siguiente: Conforme se aproxima el corte potencia que era guiada en el núcleo, lo abandona pasando a ser guiada en la cubierta llegando en el caso de los modos de orden bajo a anularse la expresión (39) para modos con $l > 2$ se mantiene una relación de 1-1 entre las potencias en el núcleo y en la cubierta al corte.

Las expresiones (37) a (39) son válidas tanto para guías multimodo como para las que propagan un número de modos bajos.

B. APLICACIONES DEL LASER EN HOLOGRAFIA

Por:

José San Leandro Ros

B.1. EL CONCEPTO DE FRECUENCIA ESPACIAL

Para una señal eléctrica variable en el tiempo es de general conocimiento el concepto de frecuencia, (temporal).

Según esto, las señales matemáticamente más fáciles de describir son las que tienen asociadas una sola frecuencia, es decir, las de variación seno, o cosenoidal en el tiempo:

$$v(t) = V_0 \sin \omega t \quad (1.1)$$

Fourier generalizó la descripción de señales variables a partir de "componentes" senoidales como el anterior. De esta forma una señal variable en el tiempo de forma arbitraria $U(t)$ puede expresarse como un conjunto de componentes senoidales, con diferentes amplitudes y fases relativas, cuya suma para todos los valores de t coincide con $U(t)$; excepto en algunos puntos muy especiales. En expresión matemática

$$U(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(f) e^{+j2\pi ft} df \quad (1.2)$$

donde $U(f)$ en general es un valor complejo, que se obtiene matemáticamente de $U(t)$ mediante la expresión;

$$U(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(t) e^{-j2\pi ft} dt \quad (1.3)$$

Las señales luminosas tienen un comportamiento similar aunque con más variables.

En efecto, no solamente hemos de fijarnos en cómo varía la intensidad en un cierto punto con el tiempo, sino también en cómo se propaga.

Supongamos que la frecuencia temporal de nuestra señal luminosa es única: es decir, la variación de amplitud de la luz

recibida en un punto de coordenadas \vec{r} es

$$U(\vec{r}, t) = A(\vec{r}) \cdot e^{j\omega t} \quad (1.4)$$

Veamos que ocurre con la "iluminación" de varios puntos en un mismo instante de tiempo ($t=t_0$)

Si fuese una onda plana,

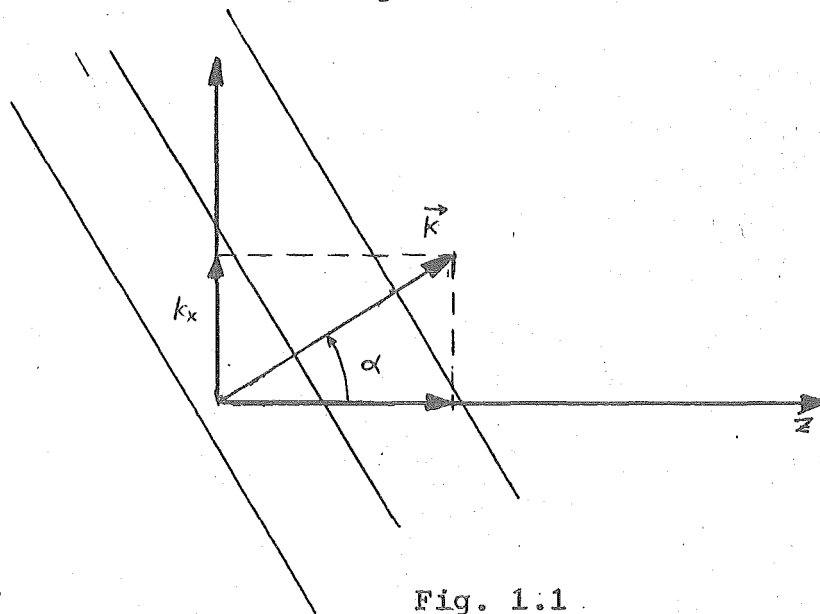


Fig. 1.1

obtendríamos variaciones de iluminación de los distintos puntos (t fijo) según sean sus coordenadas "x" y "z". No importan en este caso la coordenada "y" por la forma en que hemos elegido los ejes de coordenadas.

Esta onda plana tiene asociada un vector de propagación \vec{k} que nos define la variación espacial de la iluminación de los puntos. Es decir para una onda plana.

$$U(\vec{r}, t) = U_0 e^{-j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (1.5)$$

La parte de variación espacial es:

$$e^{j \vec{k} \cdot \vec{r}}$$

que desarrollada puede expresarse en la forma:

$$e^{j(k_x \cdot x + k_y \cdot y + k_z \cdot z)}$$

donde en este caso $k_x = |k| \sin \alpha = \sin \alpha \frac{2\pi}{\lambda}$

$$k_y = 0 \quad ; \quad k_z = |k| \cos \alpha = \cos \alpha \frac{2\pi}{\lambda}$$

Vemos que el tratamiento del vector \vec{k} es similar al de ω , teniendo en cuenta que \vec{k} es un vector (tres componentes) y ω es un escalar.

\vec{k} nos define la frecuencia espacial de esta radiación (onda plana monocromática)

Si en vez de tener una onda plana tuviesemos una radiación con una distribución arbitraria de amplitudes en un plano dado, podremos descomponerlo similarmente en un conjunto de ondas planas de diferentes frecuencias espaciales.

P.ejm. supongamos que a la onda plana anterior le ponemos en el plano $z=0$ una pantalla opaca que lo cubre todo excepto una rendija de anchura L . Supongamos que la dirección de propagación es coincidente con el eje z . Es decir, antes de la pantalla $z < 0$

$$U(\vec{r}, t) = U_0 e^{-j(\omega t - k_z \cdot z)}$$

Para $z = 0$ tenemos la pantalla, luego:

$$U(x, y, z=0, t) = U_0 e^{-j(\omega t - 0)} \cdot T(x, y) \quad (1.6)$$

donde $T(x, y)$ es la función que representa la transmitancia de la

pantalla.

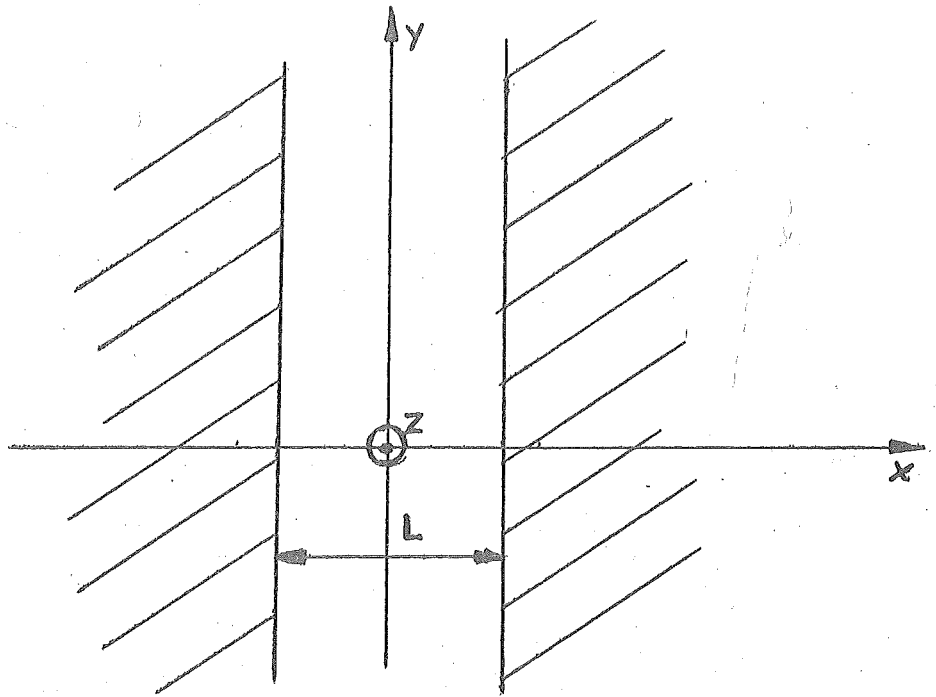


Fig. 1.2

$$T(x,y) = \begin{cases} 1 & \text{para } -L/2 < x < L/2 \\ 0 & \text{para todo otro valor de } x. \end{cases}$$

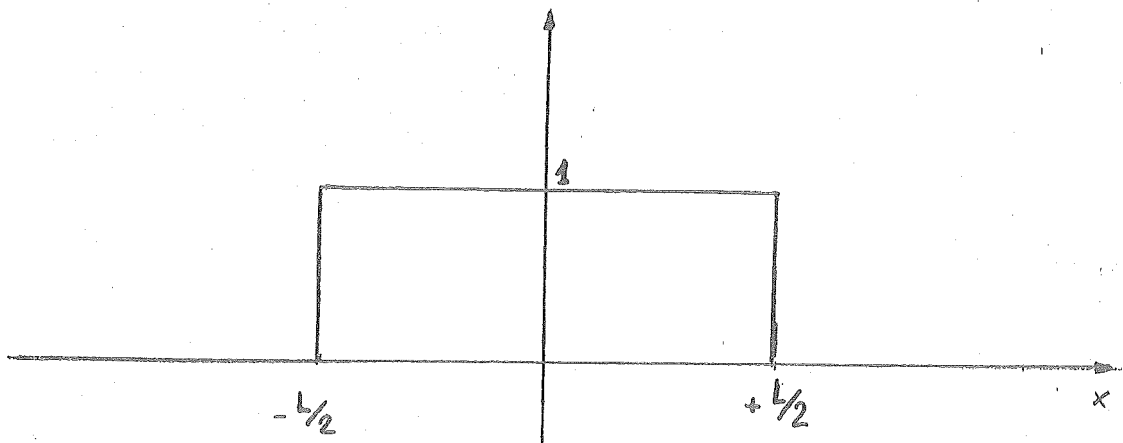


Fig. 1.3

Esta radiación puede expresarse como suma de ondas planas con diferentes frecuencias espaciales. Matemáticamente:

$$U(x, y, z=0, t) = \begin{cases} U_0 e^{-j(\omega t)} & -\frac{L}{2} \leq x \leq \frac{L}{2} \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases}$$

$$= e^{-j\omega t} \int_{-\infty}^{+\infty} U'(K_x, K_y) e^{+jK_x x} dK_x$$

donde

$$U'(K_x, K_y) = U(K_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(x, y) U_0 e^{-jK_x x} dx =$$

$$= \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} U_0 e^{-jK_x x} dx$$

$$= U_0 L \frac{\sin \pi f_x L}{\pi f_x L}$$

En este ejemplo, la radiación pasada la pantalla (supuesta ésta infinitamente fina), la hemos expresado en forma de un conjunto de ondas planas con diferentes "frecuencias espaciales" \vec{k} .

Es de notar que estas frecuencias espaciales se diferencian en la dirección de \vec{k} pero no en su módulo, ya que $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}$ donde λ es la longitud de onda en el medio considerado, que

hemos supuesto uniforme.

En este caso, como $k_y=0$, las diferentes ondas planas - componentes, quedan especificadas dando k_x ya que

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \quad k_y=0 \quad (1.9)$$

En un caso general, sin embargo, donde la pantalla tuviese una función de transmisión cualquiera, $T(x,y)$, dependerá de x y de y . Y por tanto, la descomposición en ondas planas habrá que especificar tanto en k_x como en k_y , es decir.

$$U(x,y,z=0) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \iint_{-\infty}^{+\infty} U'(k_x, k_y) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y$$

donde $U'(k_x, k_y)$ puede obtenerse mediante la ecuación

$$U'(k_x, k_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} U(x,y,z=0) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy$$

B.1.1.- Utilidad del espectro de frecuencia espacial de radiación de una apertura

Cualquier valor de la función $U'(k_x, k_y)$ representa, como hemos visto la amplitud de una onda plana que se propaga con un vector \vec{k} definido por k_x y k_y , (k_z es implícito conociendo λ en el medio considerado), y nos permite conocer la ecuación 1.9 la distribución de la radiación en el plano de la apertura.

Por otra parte sabemos que la propagación de una onda plana en el espacio está definida por la ecuación 1.5: $e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}}$. Por tanto, en un plano situado a una distancia z de la apertura $\vec{r} = z \cdot \hat{z}$, la transformada de Fourier de la radiación será:

$$U'(K_x, K_y; z) = U'(K_x, K_y) e^{j K_z \cdot z}$$

donde

(1.12)

$$K_z = + \sqrt{K^2 - K_x^2 - K_y^2} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - (f_x \lambda)^2 - (f_y \lambda)^2}$$

con

$$f_i = \frac{K_i}{2\pi}$$

De forma que la radiación en un plano situado a una distancia z del plano de la apertura, vendrá dada por

$$\begin{aligned} U(x, y, z) &= \iint_{-\infty}^{\infty} U'(K_x, K_y) e^{j 2\pi f_z \cdot z} e^{j 2\pi (f_x \cdot x + f_y \cdot y)} df_x df_y \\ &= \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} U'(f_x, f_y) e^{j \frac{2\pi z}{\lambda} \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}} e^{j 2\pi (f_x x + f_y y)} df_x df_y \end{aligned} \quad (1.13)$$

En teoría de comunicaciones (1.13) es equivalente es decir que tenemos un filtro lineal entre el plano de la apertura y el de interés (z) cuya función de transferencia es

$$H(f_x, f_y) = e^{j \frac{2\pi}{\lambda} z \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}} \quad (1.14)$$

Veamos ahora otro tratamiento de la radiación que nos conducirá a otra interesante conclusión.

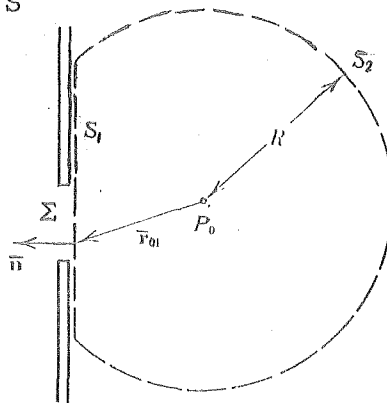
B.2. TEORIA DE LA PROPAGACION: APROXIMACIONES DE FRESNEL Y FRAUN- HOFFER.

Supongamos como antes que tenemos una radiación monocromática conocida. Conocida significa que en ciertos puntos el valor de esta radiación, para un instante de tiempo determinado es conocida, y también son conocidas las direcciones de propagación en cada punto. La idea básica es el principio de Huygens según el cuál, cualquier punto alcanzado por la radiación se comporta como un "radiador" secundario.

Matemáticamente esto se traduce en la fórmula

$$(2.1) \quad U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left\{ \frac{\partial U}{\partial n} \left[\frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}} \right] - U \frac{\partial}{\partial n} \left[\frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}} \right] \right\} ds$$

que expresa la radiación en un punto de coordenadas P_0 , $U(P_0)$, conociendo la radiación U , y su gradiente $\partial U/\partial n$ en una cierta (definida) superficie cerrada S



Un caso de particular interés es el de conocer la radiación en una apertura Σ .

Admitiendo que P_0 dista de Σ una gran cantidad de longitudes de onda λ , $|r_{01}| \gg \lambda$ puede demostrarse (Rayleigh-Sommerfeld) que:

$$(2.2) \quad U(P_0) = \frac{1}{j\lambda} \iint_{\Sigma} U(P_1) \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}} \cos(\vec{n}_0, \vec{r}_{01}) ds$$

Esta fórmula indica que estamos ante un sistema lineal (lo que es lógico ya que en el desarrollo de las anteriores fórmulas se ha supuesto el principio de linealidad). Esto puede verse si expresamos la anterior fórmula en la siguiente manera

$$(2.3) \quad U(P_0) = \iint_{\Sigma} h(P_0, P_1) U(P_1) ds$$

donde

$$h(P_0, P_1) = \frac{1}{j\lambda} \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}} \cos(\vec{n}_0, \vec{r}_{01})$$

B.2.1. Aproximaciones de Fresnel y Fraunhofer

En la mayoría de los experimentos, se dispone de una onda plana que a través de una cierta apertura, y la región de interés de experimento se localiza en una región cercana a la dirección de propagación. Suponiendo esto, que matemáticamente equivale a decir que en la expresión 2.3

$$(2.4) \quad \cos(\vec{n}_0, \vec{r}_{01}) \cong 1$$

$$z^3 \gg \frac{\pi}{4\lambda} [(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2] z_{\max}^2$$

la función de transferencia $h(P_0, P_1)$ es:

$$(2.5) \quad h(x_0, y_0; x_1, y_1) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp \left\{ j \frac{k}{2z} [(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2] \right\}$$

Es decir:

$$(2.6) \quad U(x_0, y_0) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} U(x_1, y_1) \exp \left\{ j \frac{k}{2z} [(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2] \right\} dx_1 dy_1$$

expresión que admite otra interpretación, que poniéndola en la forma:

$$(2.7) \quad U(x_0, y_0) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp \left[j \frac{k}{2z} (x_0^2 + y_0^2) \right] \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ U(x_1, y_1) \exp \left[j \frac{k}{2z} (x_1^2 + y_1^2) \right] \right\} \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda z} (x_0 x_1 + y_0 y_1) \right] dx_1 dy_1$$

resulta más clara. En efecto, (2.7) parece indicar

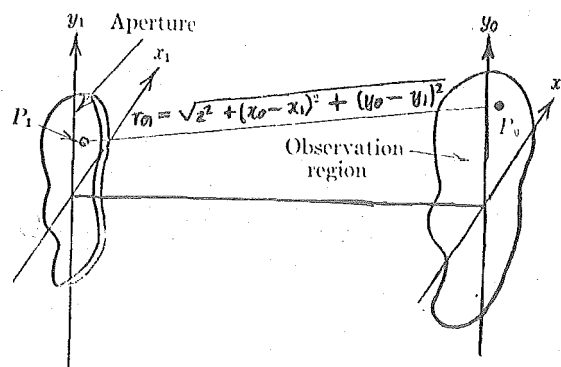


Fig. 2.1.1

que $U(P_0)$ es proporcional (y este factor solo depende de P_0) a la transformada de Fourier de la función $U(P_1)$ e $j(x_1^2 + y_1^2) \cdot k/2z$ calculada para las frecuencias espaciales $f_x = x_0/\lambda z$ y, $f_y = y_0/\lambda z$

La aproximación de Fraunhofer puede ser adoptada para regiones más lejanas aún que las zonas donde se pueden aplicar las aproximaciones de Fresnel; y consisten en admitir que - en el plano de observación se tiene un frente de onda plano pro

veniente de cada punto en la apertura iluminante es decir, que

$$\exp \left[j \frac{k}{2z} (x_i^2 + y_i^2) \right]$$

es constante ó lo que es lo mismo,

que $z \gg \frac{K(x_i^2 + y_i^2)}{2}$

En las regiones donde puede aplicarse esta aproximación

$$(2.8) \quad U(x_0, y_0) = \frac{\exp(jkz) \exp \left[j \frac{k}{2z} (x_0^2 + y_0^2) \right]}{j\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} U(x_1, y_1) \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda z} (x_0 x_1 + y_0 y_1) \right] dx_1 dy_1$$

$U(P_0)$ es proporcional a la transformada de Fourier de la función de iluminación $U(x_i, y_i)$ (apertura) evaluada en un punto del espacio de frecuencias espaciales, exactamente en el definido por

$$f_x = \frac{x_0}{\lambda_0 z} \quad y \quad f_y = \frac{y_0}{\lambda_0 z}$$

(Recuerdese que $K_x^2 + K_y^2 + K_z^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2$).

O más sucintamente, en un plano suficientemente lejano de una apertura (teóricamente en el infinito), tenemos la transformada de Fourier de la iluminación de esta apertura,

Ejemplos fáciles de comprobar en el laboratorio son:

- a) el disco de Airy. (Fig. 2.1.2) obtenido iluminando con una onda plana una apertura circular. La gradación de anillos blancos y negros se comprueba fácilmente que corresponde con la función

$$\left[\frac{J_1(klr_0/2z)}{klr_0/z} \right]^2$$

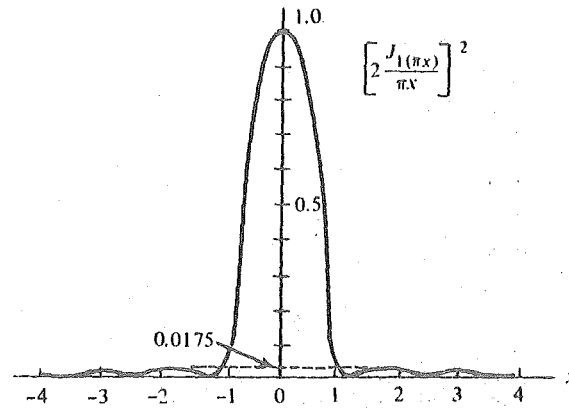


Fig. 2.1.2

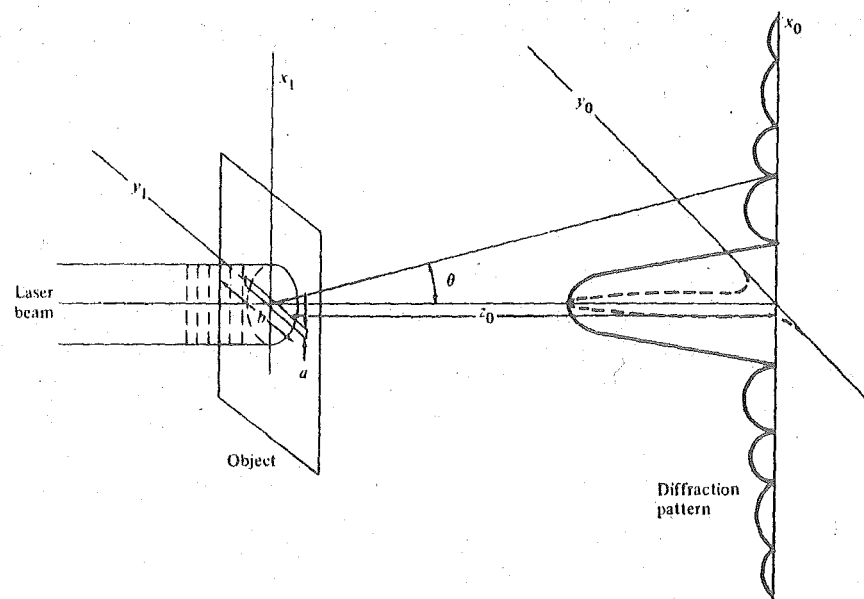


Fig. 2.1.3

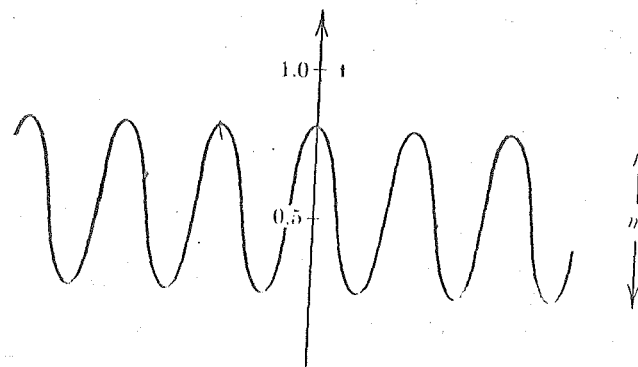


Fig. 2.1.4

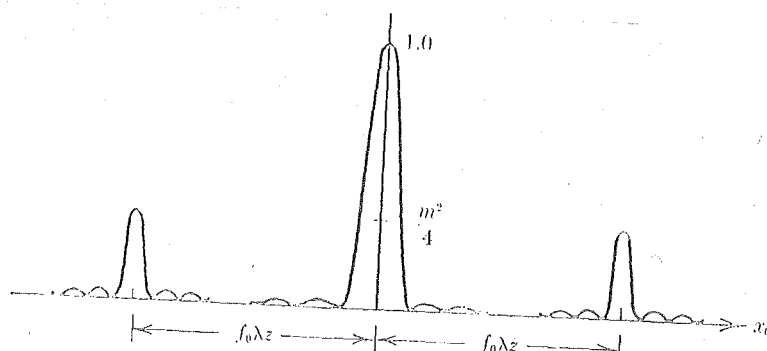


Fig. 2.1.5

donde J_1 es la función de Bessel de primera especie, de orden 1 y r_0 el diametro de la apertura.

- b) la función $\text{sinc}^2\left(\frac{a \cdot x_0}{\lambda \cdot z}\right) \cdot \text{sinc}^2\left(\frac{b \cdot y_0}{\lambda \cdot z}\right)$ (Fig. 2.1.3) obtenida usando una apertura rectangular de dimensiones (a, b).

Dos ejemplos muy interesantes y que nos serán muy útiles para entender los principios de la holografía son los siguientes

- c) Consideremos el caso de una apertura rectangular de dimensiones (l_x, l_y) pero en la que la transmitancia no es constante sino que varia sinusoidalmente a lo largo de una dimensión (x, p.e.) (Fig. 2.1.4)

Matematicamente

$$(2.9) \quad t(x, y) = \left[\frac{1}{2} + \frac{m}{2} \cos(2\pi f_0 x) \right] \text{rect}\left(\frac{x}{l_x}\right) \text{rect}\left(\frac{y}{l_y}\right)$$

donde f_0 es la frecuencia longitudinal de variación de opacidad. La radiación en un plano lejano es

$$(2.10) \quad I(x_0, y_0) \approx \left[\frac{l^2}{2\lambda z} \right]^2 \text{sinc}^2\left(\frac{l y_0}{\lambda z}\right) \left\{ \text{sinc}^2\left(\frac{l x_0}{\lambda z}\right) + \frac{m^2}{4} \text{sinc}^2\left[\frac{l}{\lambda z} (x_0 + f_0 \lambda z)\right] + \frac{m^2}{4} \text{sinc}^2\left[\frac{l}{\lambda z} (x_0 - f_0 \lambda z)\right] \right\}$$

que quede representada en la figura 2.1.5.

En ella vemos un pico central igual que en el caso b) (Fig. 2.1.3) y además dos picos adicionales situados a una distancia $x_0 = f \cdot \lambda \cdot z$ a cada lado de este pico central. Estos

son llamados los componentes de primer orden y representan el efecto de la modulación sinusoidal de la transmitancia de la apertura.

Es interesante saber cual es la resolución de la figura obtenida; esto podemos calcularlo contando el número de zonas de mínimo que tenemos entre la componente central (orden cero) y las de primer orden.

Exactamente: $(f_0 \lambda_z) / (\lambda_z / l_x) = f_0 \cdot l_x$ es decir la resolución obtenida es la misma que la que tengamos en la apertura.

d) Consideremos el caso de una apertura rectangular también pero en la que el índice de refracción varía sinusoidalmente. Este puede ser el caso de una superficie con una rugosidad sinusoidal.
Fig. 2.1.6



La transmisión de esta apertura puede escribirse en la forma

$$(2.11) \quad t(x_1, y_1) = \exp \left[j \frac{m}{2} \sin (2\pi f_0 x_1) \right] \text{rect} \left(\frac{x_1}{l} \right) \text{rect} \left(\frac{y_1}{l} \right)$$

La intensidad en un plano lejano en este caso está dada por

$$(2.12) \quad I(x_0, y_0) = \left(\frac{l^2}{\lambda z} \right)^2 \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q^2 \left(\frac{m}{2} \right) \text{sinc}^2 \left[\frac{l}{\lambda z} (x_0 - q l) \right] \text{sinc}^2 \left(\frac{y_0}{\lambda z} \right)$$

donde J_q es la función de Bessel de primera clase y de orden q .

La Fig. 2.1.7 muestra graficamente esta exposición para un cierto valor del índice de modulación m .

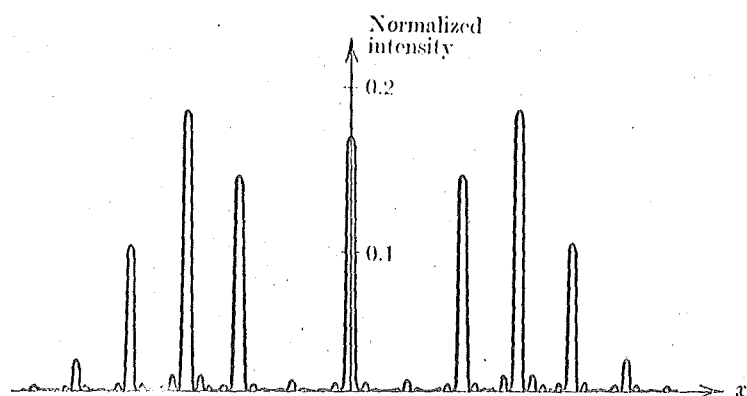


Fig. 2.1.7

Estos dos últimos casos tienen sus equivalentes en teoría de comunicaciones con la modulación de amplitud y modulación de fase, respectivamente.

B.3. SISTEMAS OPTICOS CON LENTES

Una lente es un dispositivo óptico transparente para la longitud de onda empleada en el experimento en que se usa, y con una velocidad de propagación diferente del medio que le rodea.

Para estudiar el efecto de las lentes usaremos la suposición de que son "delgadas". entendiendlo por esto que un rango entra en una cara por un punto de coordenadas (x, y) en el plano U_e de la figura 3.1, sale por un punto de aproximadamente las mismas coordenadas en el U'_e .

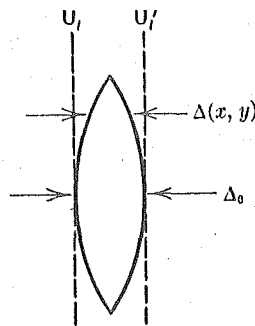


Fig. 3.1

En este caso la radiación en U'_e la podemos expresar en la forma

$$U'_e = t(x, y) U_e \quad (3.1)$$

donde

$$t_1(x, y) = \exp [jk n \Delta_0] \exp \left[-jk(n-1) \frac{x^2 + y^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \right] \quad (3.2)$$

donde

n = índice de refracción

Δ_0 = Grosor de la lente en $x=0$, $y=0$

R_1, R_2 = Radios de curvatura de las caras esféricas.

La expresión $(n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$ se conoce como el inverso de la distancia focal.

B.3.1.- Propiedades de las lentes

Una de las más conocidas propiedades de las lentes de que iluminandolas con ondas planas simulan focos luminosos puntuales. Esta propiedad puede derivarse muy facilmente usando la ecuación 3.1 y 3.2. En efecto, supongamos que a una lente es iluminada con una onda plana que se propaga en el eje z . (Fig. 3.2)

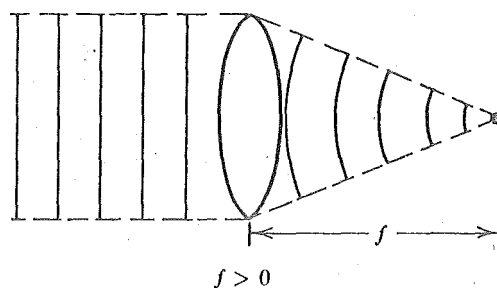


Fig. 3.2

En este caso $U_e(x,y)$ es una constante en la apertura de finida por la lente. Usando 3.2 tenemos que en el plano de salida.

$$U'_e = (\text{constante}) \cdot e^{-j\frac{k}{2f}(x^2+y^2)} \quad (3.3)$$

Si la lente es convergente ($f > 0$), caso de la Fig. 3.2, vemos que la expresión de U'_e es la misma que la de un punto luminoso, excepto en el signo de la variación de la fase.

En el caso de una lente divergente, Fig. 3.3, f es negativa y la variación de la fase cambia de signo, siendo igual a la radiación de un foco luminoso puntual.

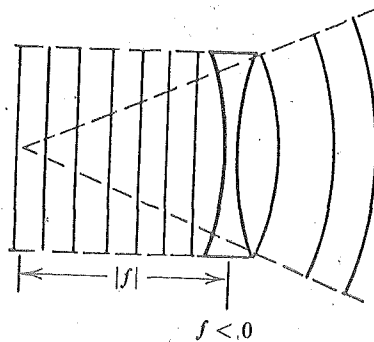


Fig. 3.3.

Consideremos ahora el caso de una lente iluminada por un objeto plano, situado como en la Fig. 3.4 y observemos la radiación en el plano focal posterior.

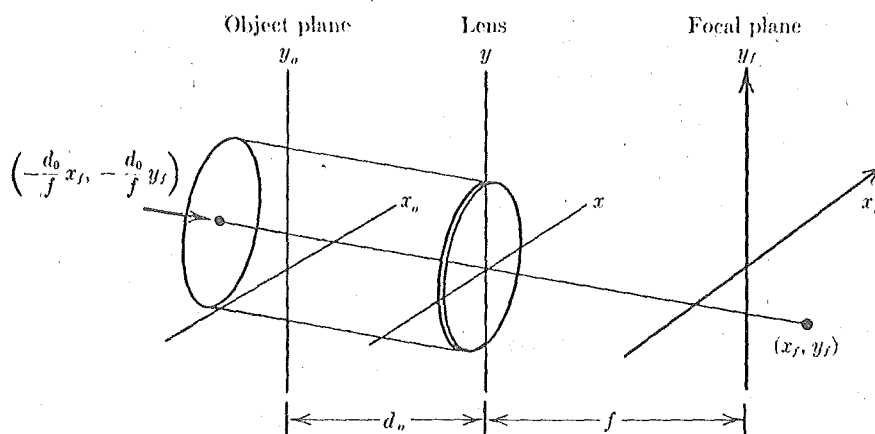


Fig. 3.4

Notese que un objeto plano es un objeto luminoso general del que conocemos la radiación en un cierto plano. Sea esta t_0 .

Este problema se puede desglosar en dos: a) el objeto junto a la lente y b) el objeto a una distancia d_0 de la lente.

Fig. 3.5

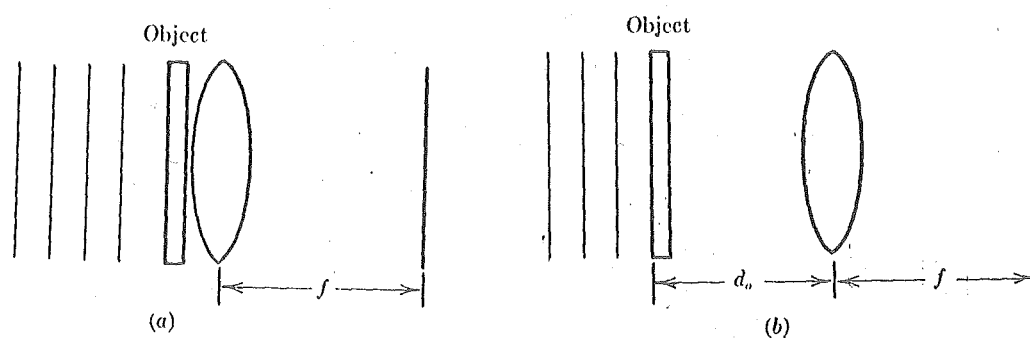


Fig. 3.5

En el caso a) la radiación en el plano focal posterior de la lente $U_f(x_f, y_f)$ aplicando la aproximación de Fresnel es:

$$U_f(x_f, y_f) = \frac{A \exp \left[j \frac{k}{2f} (x_f^2 + y_f^2) \right]}{j\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} t_o(x, y) \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (xx_f + yy_f) \right] dx dy \quad (3.4)$$

Excepto por el término $e^{j \frac{k}{2f} (x_f^2 + y_f^2)}$, U_f es proporcional a la transformada de Fourier de t_o .

En el caso b) resulta la expresión:

$$U_f(x_f, y_f) = \frac{\exp \left[j \frac{k}{2f} \left(1 - \frac{d_o}{f} \right) (x_f^2 + y_f^2) \right]}{j\lambda f} F_o \left(\frac{x_f}{\lambda f}, \frac{y_f}{\lambda f} \right) \quad (3.5)$$

Vemos que si el objeto está en el plano focal anterior, ($d_o=f$), queda en el plano focal posterior una radiación

$$U_f(x_f, y_f) = \frac{A}{j\lambda f} F_o \left(\frac{x_f}{\lambda f}, \frac{y_f}{\lambda f} \right) \quad (3.6)$$

proporcional a la transformada de Fourier del objeto situado en el plano focal anterior. Es decir, una lente realiza la transformada de Fourier de una radiación.

B.4. FILTRADO ESPACIAL

Utilizando esta propiedad de las lentes es posible realizar un filtrado espacial muy fácilmente. El montaje básico se muestra en la Fig. 4.1.

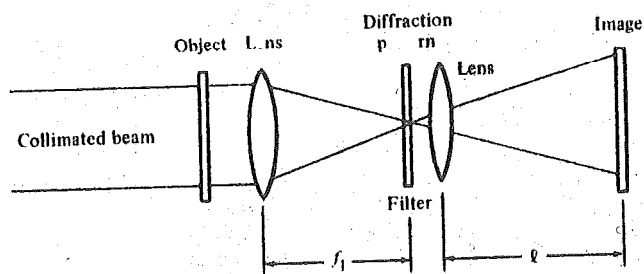
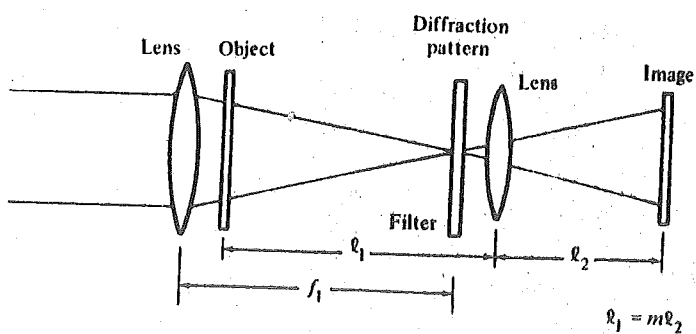


Fig. 4.1.

*Alternate spatial filtering configuration.*

En el plano focal posterior de la primera lente (plano de la transformada de Fourier) se coloca el filtro, la segunda lente hace la transformación inversa.

El tipo de filtro depende de la aplicación. P.e: un filtro pasobajo puede ser una simple cartulina con una ventana circular. Cuanto mayor sea este radio, la frecuencia de corte del filtro va subiendo proporcionalmente. Esto se notará en la aparición de los detalles más finos. Una aplicación típica de este filtro será cuando se tenga más imagen mezclada con muchas figuras de interferencia finas (ruido de alta frecuencia); una cuidadosa elección de la frecuencia de corte de filtro realzará la imagen.

Un filtro pasoalto, puede ser simplemente el inverso del anterior, es decir, un círculo opaco, centrado en el eje óptico. La propiedad fundamental será la de realzar las zonas de transición de luminosidad (bordes) de la imagen.

Un filtro paso banda puede ser simplemente una corona circular transparente.

Puede existir también filtros paso todo, o de fase, y más interesante, pueden existir filtros direccionales. Un ejemplo muy ilustrativo se muestra en la Fig. 4.2.

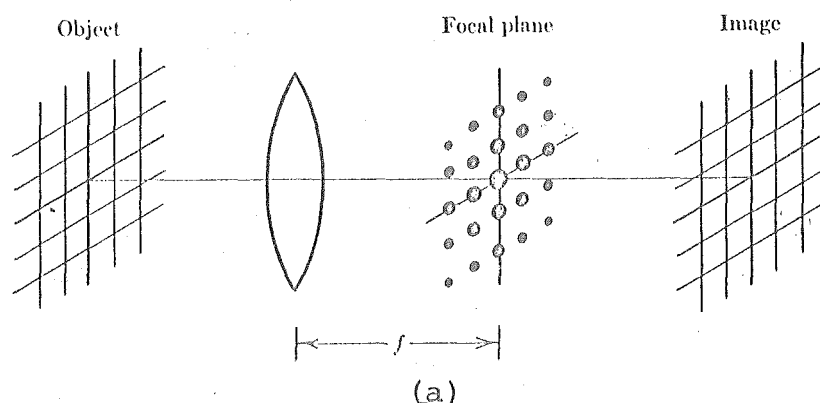
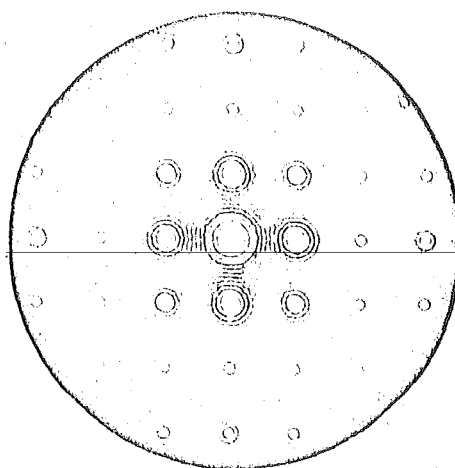
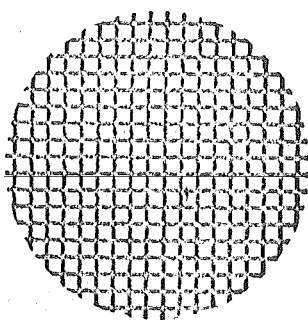
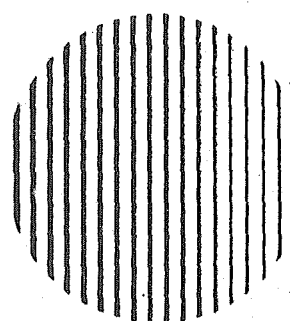


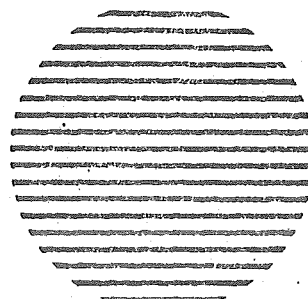
Fig. 4.2



(b)



(c)



(d)

Fig. 4.2

En 4.2a, se encuentra esquemáticamente la disposición del objeto (una rejilla), su transformada de Fourier (la función $\text{sinc}^2 x$), y la figura después de la transformación (inversa) de Fourier realizada por la segunda lente (no presente en la figura) en este caso, la misma rejilla.

En 4.2b se encuentran más claramente el objeto la rejilla y su transformada.

En 4.2c se muestra el efecto de poner un filtro direccional constituido por una transparencia a lo largo del eje horizontal, una anchura suficiente. La imagen resultante está constituida por las líneas verticales sin que aparezcan las líneas horizontales de la imagen original.

En la 4.2d se presenta un caso similar al anterior, donde de la transparencia ha sido rotada 90° . Ahora aparecerán solo las líneas horizontales.

Se han desarrollado un gran número de aplicaciones basadas en estas propiedades del filtrado espacial. Como ejemplo, en la Fig. 4.3 se muestra un sistema para la comprobación y recuento de defectos en una oblea de silicio. La fig. 4.4 muestra la imagen obtenida en un caso particular.

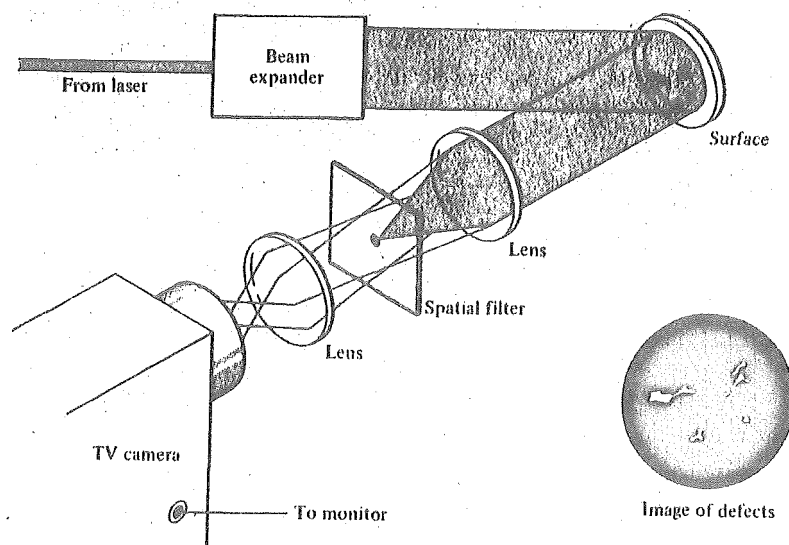


Fig. 4.3

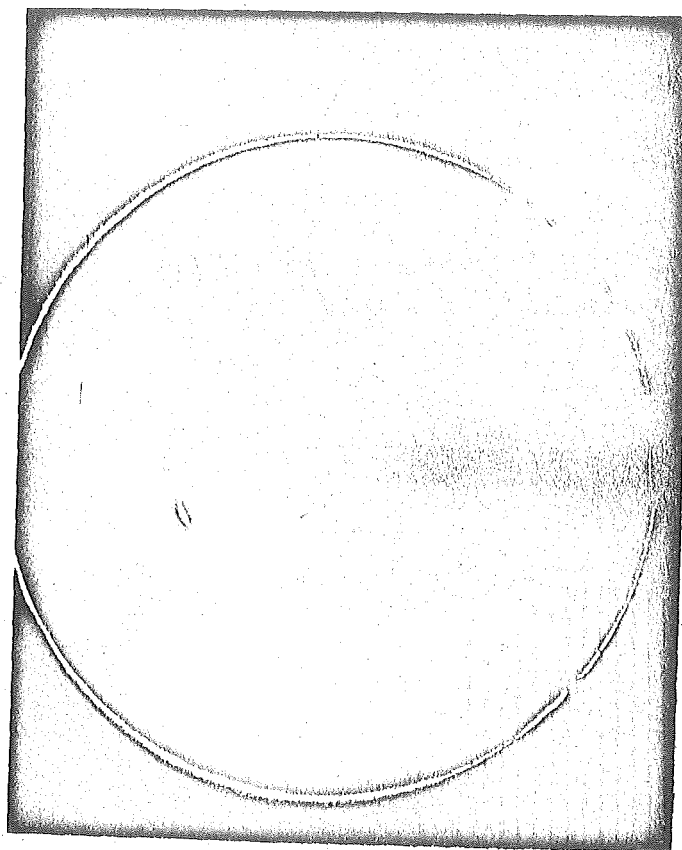


Fig. 4.4

El filtro utilizado en este caso es simplemente un filtro paso alto. En el caso de una oblea perfecta se tendría una sola frecuencia espacial (0), que quedaría eliminada con el filtro, de esta forma nada se observaría en el plano de salida. Solamente en el caso de tener defectos se producirán otras frecuencias espaciales que no serían pasadas por el filtro y darían lugar a una imagen de salida. Esta sería prácticamente los perfiles de los defectos.

Otra muy importante aplicación esta en los llamados filtros adaptados, discutidos más adelante.

B.5. HOLOGRAFIA

La holografía (holos=todo) es una técnica mediante la cuál se registra toda la información proveniente de un objeto luminoso, es decir, tanto la amplitud como la fase de la radiación, esta última respecto de una radiación de referencia.

Un montaje típico para la obtención de un holograma de un objeto transparente se muestra en la Fig. 5.1.

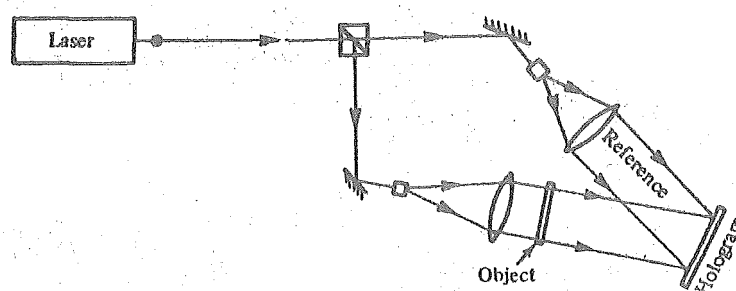


Fig. 5.1

En ella vemos que un haz láser es dividido en dos y expandido. Uno de estos dos haces atraviesa (ilumina) al objeto, y el otro sirve de referencia; la placa holográfica se graba con el diagrama de interferencias de estos dos haces.

Para la reconstrucción se retira el objeto y se ilumina el el holograma con el haz de referencia. La difracción producida por el holograma da lugar a una serie de radiaciones en varias direcciones. Normalmente dos son las más frecuentes e importantes: una de ellas da lugar a una imagen real del objeto y la otra parece venir del objeto (imagen virtual).

La explicación, desde un punto de vista formal, puede entenderse con el siguiente ejemplo.

En la Fig. 5.2 el haz de referencia interfiere con la radiación de un punto del objeto iluminado. Suponiendo que la referencia es un frente de onda plano su amplitud se podría expresar en la forma:

$$E_r = A_r \cdot e^{-j \frac{2\pi \sin \theta}{\lambda} \cdot x} \quad (5.1)$$

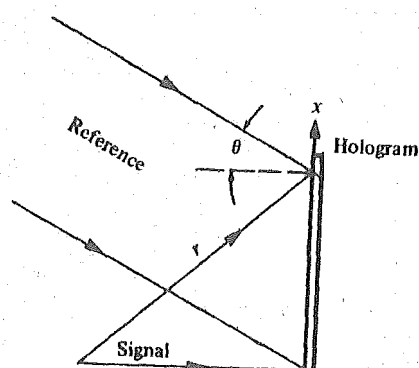


Fig. 5.2

Igualmente la señal proveniente del punto (señal) se puede expresar en la forma:

$$E_s = A_s(x, y) \cdot e^{j \frac{2\pi}{\lambda} \phi(x, y)} \quad (5.2)$$

El holograma esta constituido por una sustancia fotosensible que vaciará alguna de sus propiedades (transmitancia, anchura ó índice de refracción) de acuerdo con la intensidad luminosa en cada punto I_t , cuyo valor es:

$$\begin{aligned} I_t &= (E_r + E_s) \cdot (E_r + E_s)^* = |E_r|^2 + |E_s|^2 + E_r^* E_s + E_r \cdot E_s^* = \\ &= I_r + I_s + 2\sqrt{I_r I_s} \cos 2\pi \left(x \cdot \frac{\sin \theta}{\lambda} + \frac{\phi}{\lambda} \right) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Desde el punto de vista de teoría de comunicaciones (5.3) expresa la modulación de una portadora $\sin \theta/\lambda$, por una señal $\theta(x,y)$, en frecuencia y en amplitud.

Supongamos que el holograma está constituido por un material fotosensible cuya transmitancia es una función lineal de la exposición (producto intensidad por tiempo) recibida.

En este caso la transmitancia del holograma una vez impresionado y revelado se puede escribir en la forma:

$$t_a(x,y) = A + \alpha \left[I_r + I_s + \sqrt{I_r I_s} e^{j \frac{2\pi}{\lambda} (x \cdot \sin \theta + \phi)} + \sqrt{I_r I_s} e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} (x \cdot \sin \theta + \phi)} \right] \quad (5.4)$$

Por tanto, cuando, en la reconstrucción, se ilumina el holograma con la señal de referencia, tendremos una radiación a la salida del mismo:

$$U(x,y) = t_a(x,y) E_r = E_r (A + \alpha E_r \cdot E_r^*) + E_r \cdot \alpha E_s \cdot E_s^* + E_r \cdot \alpha E_s E_r^* + \alpha E_r \cdot \alpha E_r E_s^* \quad (5.5)$$

En esta expresión vemos cuatro términos:

$E_r (A + \alpha E_r E_r^*)$ representa la onda de referencia modificada por la constante del parentesis. A y α son las constantes del material fotosensible.

$E_r \cdot \alpha (E_s E_s^*)$ es una modulación del haz de referencia por una señal que es la del objeto. Normalmente es muy pequeño comparado con los otros términos.

$E_r \cdot \alpha E_r^* \cdot E_s = \alpha E_r^2 E_s$ es una señal proporcional a la del objeto. Este término es el que expresa la imagen virtual observada.

$E_r \cdot \alpha E_r \cdot E_s^* = \alpha E_r^2 \cdot E_s^*$ es una señal proporcional a la conjugada del objeto, lo que se traduce en una señal que camina en un ángulo diferente. Para dar una idea más clara de la significación de este término, supongamos que iluminamos con el conjugado de la referencia, E_r^* . En este caso tendríamos una imagen real donde antes veíamos una imagen virtual. La fig. 5.3 muestra este caso gráficamente.

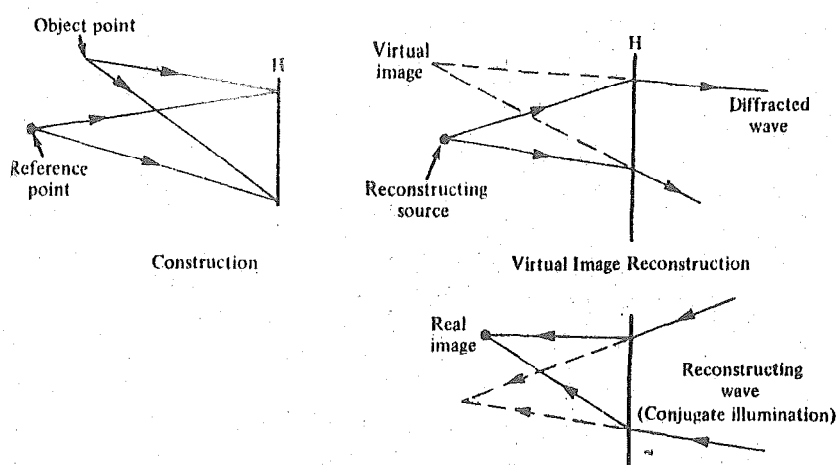


Fig. 5.3

En este caso hemos supuesto que la transmitancia de la placa fotografica era la que variaba con la interferencia de las dos señales. Sin embargo, no solo la transmitancia varía en una placa fotográfica; también se observan variaciones en el espesor y en el índice de refracción de la placa expuesta. Estas grabaciones permiten obtener hologramas ya que son capaces de modular las ondas de referencia en una forma similar al caso d) del aparato.

B.5.1.- Clases de hologramas

Existen fundamentalmente tres clases de hologramas: planos, de volumen y de reflexión.

En los primeros no existe variación en profundidad de las constantes del material, como ocurre en los de volumen.

Para obtener un holograma de volumen hace falta tener un medio con un espesor suficiente y además una posición especial en el montaje. Esto queda ilustrado en la Fig. 5.4. En ella se muestran varias posiciones del holograma respecto a la posición relativa a la referencia y el objeto.

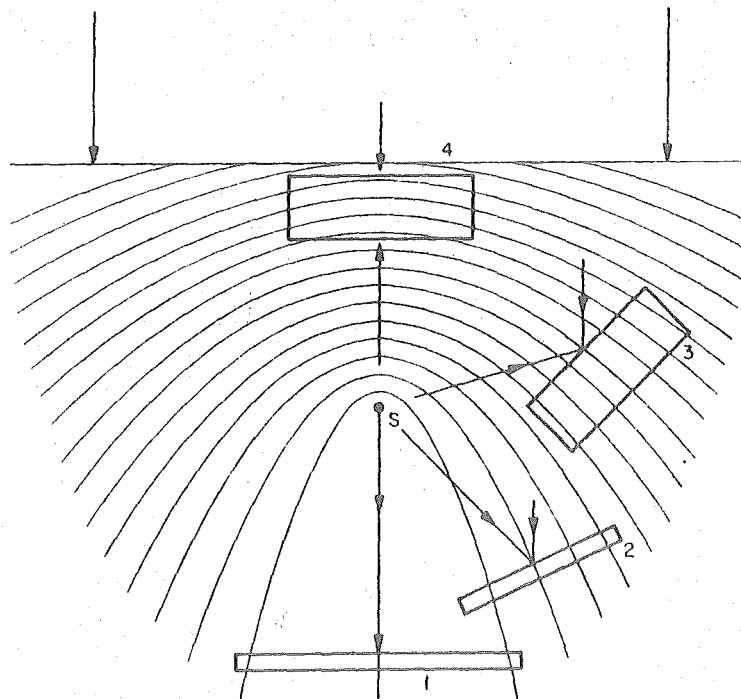


Fig. 5.4

En las posiciones 1,2 se obtienen hologramas planos y en la 3 de volumen.

Mientras que en los hologramas planos se produce una difracción por la distribución de transmitancia en el plano, los de volumen producen difracción en una manera similar a como lo

hacen los planos de átomos en un cristal cuando son iluminados con rayos x. La Fig. 5.5 muestra una distribución sinusoidal de transmitancia en un holograma plano y las tres radiaciones que se obtienen cuando es iluminado con una onda plana.

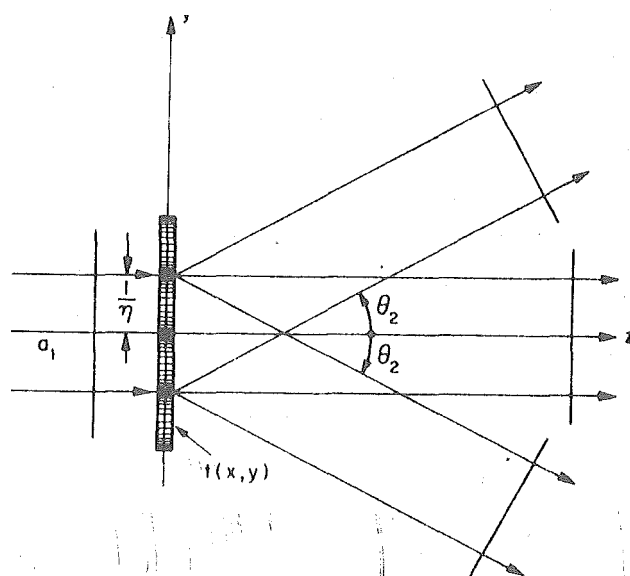


Fig. 5.5

En la Fig. 5.6 se ilustra el proceso de reconstrucción con un holograma de volumen. Concretamente este holograma es el resultado de la interferencia de dos ondas planas. Se observa - que la onda difractada debe cumplir la condición de Bragg.

$$2 \sin \phi = \pm \frac{\lambda}{d}$$

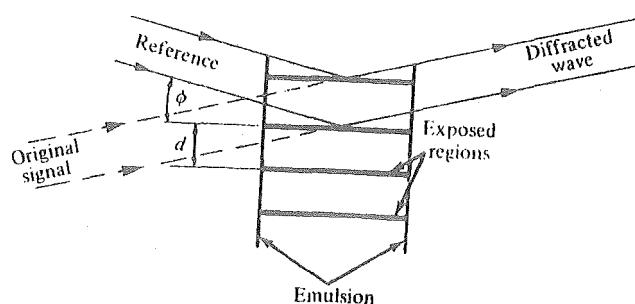


Fig. 5.6

En la posición 4 de la Fig. 5.4 se obtiene un holograma en el que se registran varios planos, de interferencia paralelos a la placa del holograma. En casos practicos utilizando emulsiones de haluros de plata de un espesor de 12 a 15 μ caben de 50 a 100 planos de interferencia con una radiación roja (650nm). Esto permite considerar al holograma también como un filtro de forma que la reconstrucción puede realizarse con una luz no monocromatica. La fig. 5.7 indica el montaje para la reconstrucción con un holograma de reflexión. En este caso la difracción está determinada también por la condición de Bragg, al ser debido a planos.

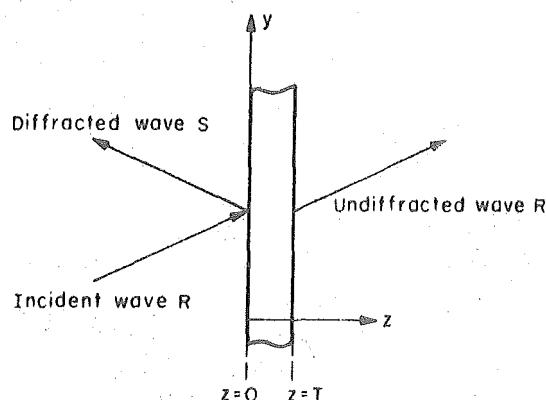


Fig. 5.7

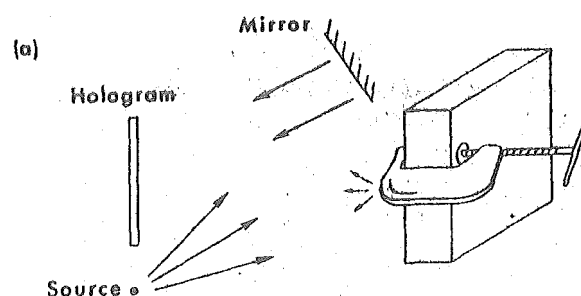
B.5.2. APLICACIONES DE LA HOLOGRAFIA

B.5.2.1.- Interferometria holográfica

Un holograma, como hemos dicho, es un registro de una interferencia de dos radiaciones. El término interferometria holo-

grafica hace referencia a una serie de montajes donde se utilizan técnicas holográficas para registros de interferencias provenientes de objetos similares. Como ejemplo ilustrativo describiremos la llamada de doble exposición.

La Fig. 5.8. muestra el montaje, que no tiene nada de especial, solo que tiene dos fases: en a) se hace un holograma del objeto y en b) sobre la misma placa fotografica se realiza otro holograma con el objeto ligeramente modificado, (tornillo ligeramente apretado). En c) se observa la reconstrucción de este doble holograma sobre una misma placa. En ella se observan unas



a)

Fig. 5.8

franjas de interferencias debidas a las deformaciones del objeto. Las relaciones entre ambas es difícil de establecer en forma general; el siguiente ejemplo ilustra el caso de interferometría de dos ondas planas cuyas direcciones de propagación difieren muy ligeramente $\delta\alpha$.

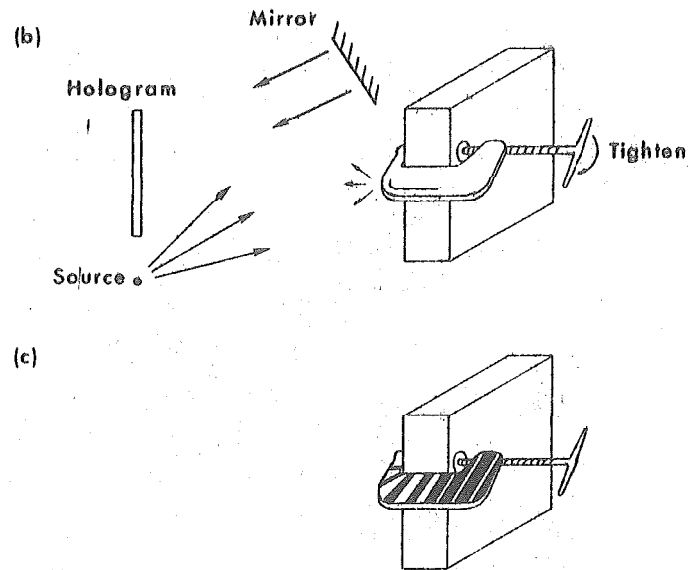


Fig. 5.8

En la primera exposición la radiación H en el holograma

$$|H|^2 = \left| e^{i(a+\epsilon)x} + e^{ibx} \right|^2 = e^{i(a+\epsilon-b)x} + e^{-i(a+\epsilon-b)x} + 2$$

donde $a = K \sin \alpha$ y $b = k \sin \alpha_R$.

En la segunda exposición la radiación será, H'

$$|H'|^2 = \left| e^{i(a+\epsilon)x} + e^{ibx} \right|^2 = e^{i(a+\epsilon-b)x} + e^{-i(a+\epsilon-b)x} + 2$$

donde $\epsilon \approx K(\delta\alpha) \cos \alpha_0$ para $\delta\alpha$

Si ahora procedemos a la reconstrucción, iluminando con la onda de referencia e^{ibx} , obtendremos en el plano posterior del holograma una radiación

$$\Psi(x) = 4e^{ibx} + e^{iax} + e^{-i(a-2b)x} + e^{i(a+\epsilon)x} + e^{-i(a+\epsilon-2b)x}$$

Los términos 2° y 4° representan las dos ondas reconstruidas. Por tanto un detector colocado detrás del holograma detectará una radiación proporcional a

$$|\Psi_p(x)|^2 = |e^{iax} + e^{i(a+\epsilon)x}|^2 = 2 + 2 \cos(\epsilon x)$$

expresión de una distribución uniforme de franjas separadas una distancia X tal que

$$\epsilon X = 2\pi$$

$$X = \frac{2\pi}{\epsilon} = \frac{2\pi}{k \delta_d \sin \alpha_0} = \frac{\lambda}{\delta_d \sin \alpha_0}$$

La técnica de doble exposición puede usarse aplicando dos pulsos de láser separados un cierto tiempo. La Fig. 5.10 muestra un ejemplo usando esta técnica una bala con sus ondas de choque ue asociadas

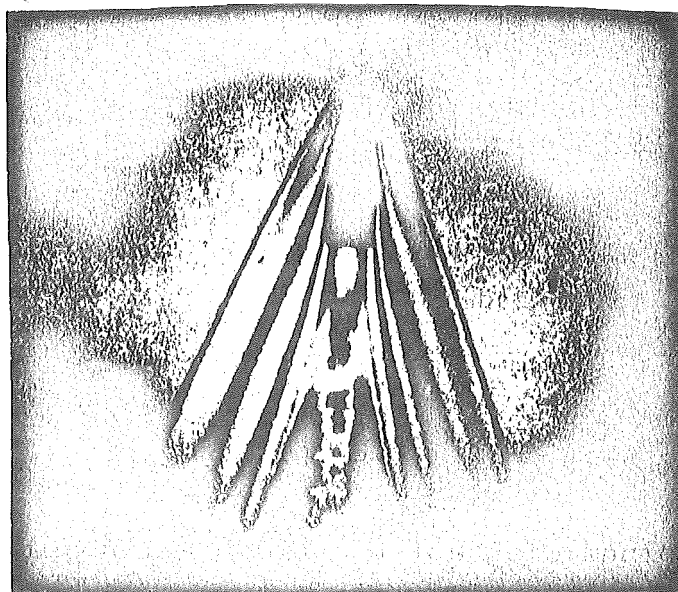


Fig. 5.10

La Fig. 5.11 es otro ejemplo de esta técnica la primera exposición se realiza con la bombilla apagada (fría) y la segunda cuando ha sido conectada.

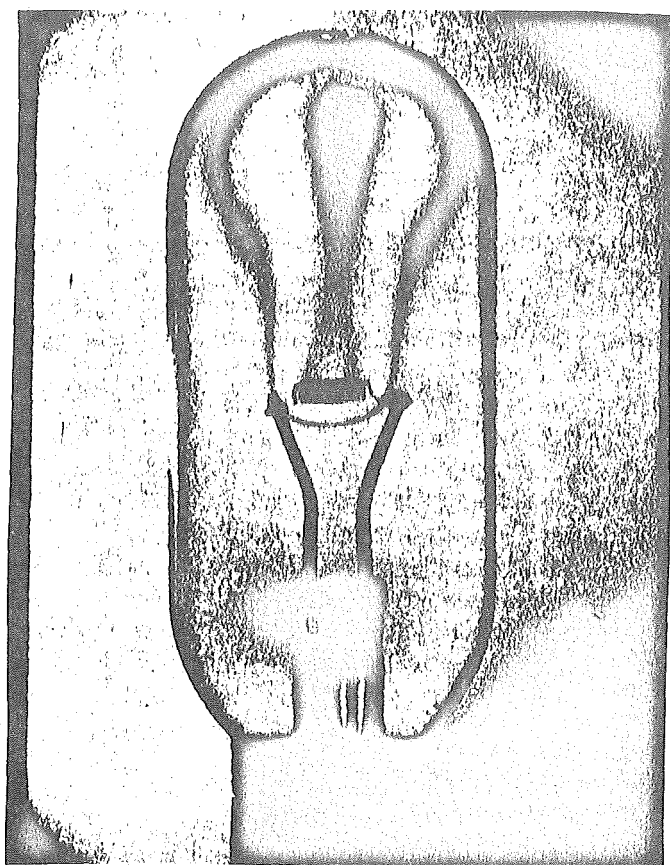


Fig. 5.11

B.5.2.2.Reconocimiento de caracteres.Filtros adaptados

Basicamente un filtro adaptado es la transformada de Fourier de la distribución de amplitud del objeto.

El problema de reconocimiento de caracteres se puede entender como una correlación entre el objeto y el signo de reconocer. Esta será máxima cuando ambos sean los mismos. En el campo de la transformada de Fourier, la correlación se convierte en una multiplicación de transformadas de forma que el filtro adaptado es simplemente el holograma de Fourier del signo a reconocer (Fig. 5.12).

Este holograma se ilumina con la transformada de Fourier del objeto y al resultado (producto de ambas) se le realiza la transformada inversa de Fourier.

En el plano aparecerá un punto brillante en el lugar correspondiente de un signo, cuando el objeto sea igual a este signo.

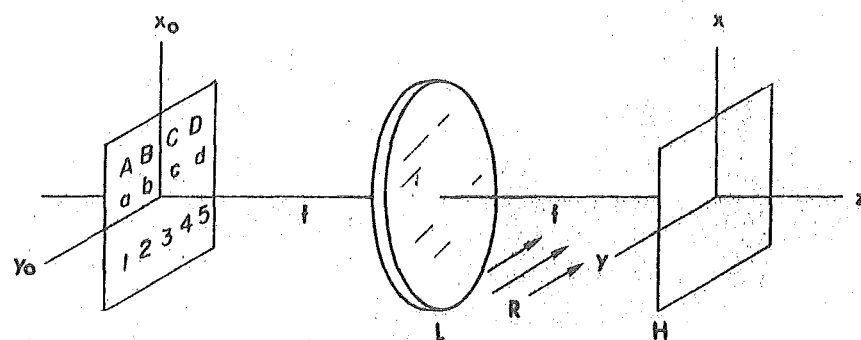


Fig. 5.12

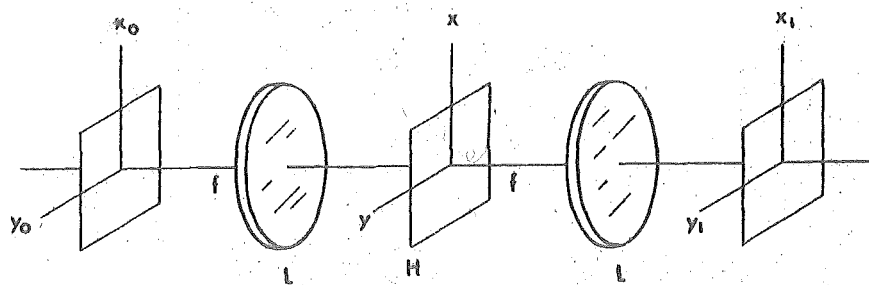


Fig. 5.12bis

B.5.2.3.- Microscopia holografica

Realmente esta fue la primera aplicación y el motivo del desarrollo de la Holografia. Se trata de aprovechar la propiedad que tienen las figuras reconstruidas que dependen de la relación de las longitudes de onda empleadas en la grabación y en la reconstrucción del holograma, así como de los radios de curvatura de los focos luminosos empleados en ambos casos.

La formula general de la magnificación es:

$$M = \frac{m}{1 \pm m^2 z_o / \mu z_c - z_o / z_R}$$

donde $\mu = \lambda_c / \lambda_o$, m es el factor de ampliación entre el holograma grabado originalmente y el (posible) usado en la reconstrucción

Los parametros z_o , z_n y z_c . Se ilustran en la Fig. 5.13

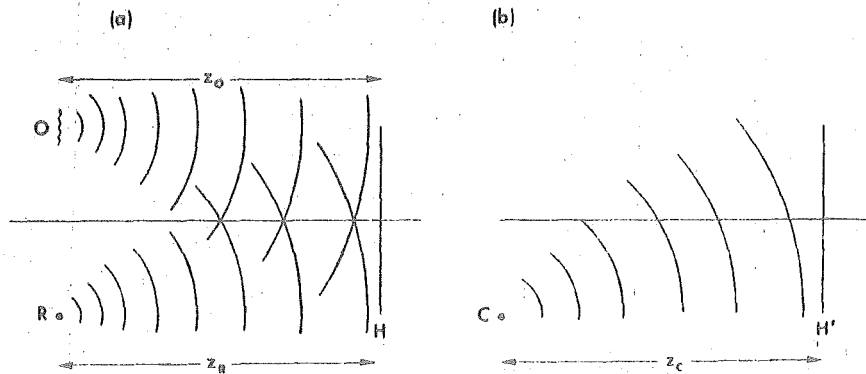


Fig. 5.13

La figura 5.14 muestra un ejemplo de microscopia holografica obtenida con $\mu=1$ y variando la distancia de la referencia durante la grabación y la reconstrucción.



Fig. 5.14

B.5.2.4.- Holografia acustica

Una de las más interesantes aplicaciones de la holografia es ésta. En ella el método holografico se emplea en dos conceptos: a) para obtener un holograma usando ondas acusticas y b) reconstruyendo este holograma usando una radiación láser.

El montaje básico se ilustra en la Fig. 5.15

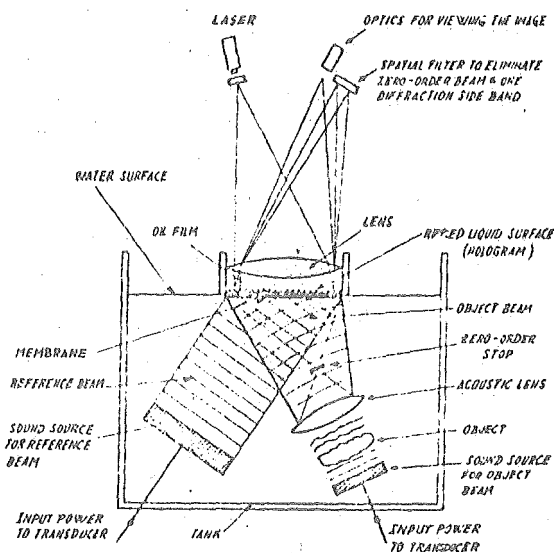


Fig. 5.15

En un medio usualmente agua se producen ondas acústicas mediante dos transductores; uno de ellos será la fuente de referencia y el otro iluminará el objeto. Las dos radiaciones interfieren y estas interferencias se traducen en variaciones, constituyen un holograma de fase del objeto y puede ser reconstruido usando unas radiaciones láser. De esta forma se tiene un proceso holográfico en tiempo real. Además, al usar ondas acústicas, son muy penetrantes, podemos observar, en tres dimensiones, el interior del objeto.

BIBLIOGRAFIA

BIBLIOGRAFIA

A.- Aunque los libros dedicados a la Electrónica Cuántica no son demasiado numerosos, si lo son en cambio como para dar una lista exhaustiva de ellos. Daremos referencia aquí de los que consideramos son los más significativos, bien por los temas de que tratan o bien por su planteamiento.

- 1.- R.H. Pantell y H.E. Puthoff: "Fundamentals of Quantum Electronics" Wiley, 1969
- 2.- A. Yariv: "Quantum Electronics". Wiley, 1975
- 3.- A. Yariv: "Introduction to Optical Electronic". Holt & Rinehart, 1971.
- 4.- D. Marcuse: "Engineering Quantum Electronics". Harcourt, 1970
- 5.- "Advances in Quantum Electronics", ed. D.W. Goodwin. Academic Press. Varios vols.

B.- Entre los libros dedicados especialmente al láser, merecen especial mención los siguientes:

- 1.- B.A. Lengyel: "Lasers". Wiley, 1971
- 2.- E.L. Steele: "Optical Lasers in Electronics". Wiley, 1968
- 3.- A.L. Bloom: "Gas Lasers". Wiley, 1968
- 4.- G. Troup: "Masers and Lasers". Methuen, 1963
- 5.- D.C. Sinclair y W.E. Bell: "Gas Laser Technology". Holt & Rinehart, 1969

6.- "Lasers", ed. A.K. Levine, 3 vols. Dekker, 1966-71

7.- D.Ross: "Lasers, Light Amplifiers and Oscillators". Academic Press, 1968

C.- Muy pocos son los libros dedicados específicamente al tema de las aplicaciones del láser a la industria. Los dos únicos - que últimamente han merecido mayor interés han sido:

1.- W.E. Kock: "Engineering Applications of Láser and Holography". Plenum, 1975

2.- "Lasers in Industry", ed. S.S. Charschan. Van Nostrand, 1972

D.- El tema de la Holografía ha sido objeto de numerosas monografías y libros. De todos ellos los que aquí destacamos son los siguientes:

1.- J.W. Goodman: "Introduction to Fourier Optics". Mc Graw, 1968

2.- H.M. Smith: "Principles of Holography". Interscience, 1969

3.- Collier, Burckhardt y Lin: "Optical Holography". Academic Press, 1971

4.- J.C. Vienot, P. Smigielski y H. Royer: "Holographie Optique" Dunod, 1971

5.- G.W. Stroke: "An Introduction to Coherent Optics and Holography". Academic Press, 1966

6.- M. françon: "Holographie" Masson ed. 1969

E.- Las comunicaciones ópticas se encuentran, en la actualidad, en pleno desarrollo, tanto de investigación como bibliográfico

Es por ello imposible reunir aquí todos los libros de carácter básico aunque sí pueden mencionarse algunos:

- 1.- M. Ross: "Láser Receivers". Wiley
- 2.- M.K. Pratt: "laser Communication Systems" Wiley
- 3.- Kapany. Fiber Optics. Academic Press
- 4.- Marcuse. Light Transmission Optics. Van Nostrand Reinhold

F.- Es por completo imposible dar una relación, ni tan siquiera semicompleta, de todos los artículos que, de una forma u otra, tratan los temas presentados aquí. Por ello lo único que podemos hacer es dar una lista de aquellas publicaciones que, periódica o aperiodicamente, presentan artículos de este tipo. Los más significativos son las siguientes:

- 1.- IEEE Journal of Quantum Electronics
- 2.- Proceedings of the IEEE
- 3.- IEEE Spectrum
- 4.- IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.
- 5.- Bell System Technical Journal
- 6.- IEEE Transaction on Parts, Hybrids and Components
- 7.- Journal of the Optical Society of America
- 8.- Applied Optics

- 9.- Physical Review y Physical Review Letters
- 10.- Journal of Applied Physics y Applied Physics Letters
- 11.- Soviet Physics JETP
- 12.- IBM Journal of Research and Development